



HAL
open science

Effets des entrées énergétiques sur les composés azotés dans la haute atmosphère de la Terre

Anne Vialatte

► **To cite this version:**

Anne Vialatte. Effets des entrées énergétiques sur les composés azotés dans la haute atmosphère de la Terre. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY066 . tel-01755768

HAL Id: tel-01755768

<https://theses.hal.science/tel-01755768v1>

Submitted on 30 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astrophysique et Milieux Dilués**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Anne VIALATTE

Thèse dirigée par **Mathieu BARTHÉLEMY**, Maître de conférences, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

préparée au sein de l' Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

dans l'École Doctorale de Physique

Effets des entrées énergétiques sur les composés azotés dans la haute atmosphère terrestre

Thèse soutenue publiquement le **9 octobre 2017**,
devant le jury composé de :

Monsieur Sébastien PAYAN

Professeur, Université Pierre et Marie Curie, Rapporteur

Monsieur Vincent GÉNOT

Astronome, Université Toulouse 3, Rapporteur

Monsieur Marius ECHIM

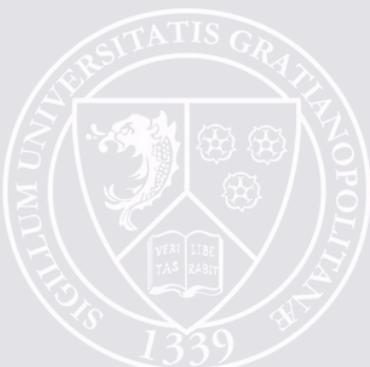
Scientifique, Institut Royal d'Aéronomie Spatiale de Belgique,
Examineur

Madame Angelica SICARD

Ingénieur de Recherche, ONERA Centre Midi-Pyrénées, Examinatrice

Monsieur Erik KERSTEL

Professeur, Université Grenoble Alpes, Président



RÉSUMÉ

La météorologie de l'espace est un domaine dédié à l'étude de l'impact des variations de l'activité solaire sur l'environnement spatial de la Terre. Celles-ci peuvent avoir des conséquences importantes sur les technologies humaines, comme les réseaux de lignes haute-tension ou les systèmes de télécommunication par satellites. Ces mêmes variations sont également à l'origine des aurores, phénomènes observés dans la haute atmosphère de la Terre au niveau des pôles, au pied des lignes de champ magnétique. Elles vont pouvoir nous servir de traceur dans l'étude des particules solaires piégées dans l'environnement spatial de notre planète.

Les émissions aurorales, complexes, de part leur étalement et différenciation en altitude et de leur diversité spectrale, restent un challenge observationnel.

Les émissions atomiques aurorales sont bien documentées, mais ce n'est pas toujours le cas des émissions moléculaires, qui sont pourtant une source d'information potentielle sur les précipitations énergétiques provenant de la magnétosphère. C'est dans ce contexte que se place la définition de la mission du nanosatellite ATISE (*Auroral Thermospheric and Ionospheric Spectrometer Experiment*), développé au Centre Spatial Universitaire de Grenoble. Il aura pour but l'observation de la haute atmosphère terrestre via l'acquisition de spectres dans le proche UV et le visible.

Le diazote N_2 et son ion N_2^+ font partie des composés majoritaires de l'atmosphère, et sont donc un choix cohérent afin de définir l'observabilité des émissions moléculaires. Le monoxyde d'azote NO est une espèce mineure dans la thermosphère, mais va avoir un rôle clé dans la destruction d'ozone stratosphérique, et donc dans la problématique du dérèglement climatique.

Les émissions de ces composés, et notamment leurs profils verticaux ainsi que intensités ont été étudiées grâce au modèle TRANS, qui résout l'équation de Boltzmann pour le transport d'électrons. Ceci nous a aidé à caractériser les besoins scientifiques de la mission ATISE. Dans un second temps, l'analyse des résultats du démonstrateur-sol de ce nanosatellite a montré le potentiel de cette mission, bien que certaines spécifications ne soient pas encore atteintes. Enfin, toujours dans cette logique de recherche de nouvelles quantités observables pour la météorologie de l'espace, une dernière partie abordera la polarisation de la lumière aurorale, avec l'étude de la bande à 427,8 nm de N_2^+ .

Mots-clés : aéronomie, aurores polaires, azote, spectroscopie, polarisation

ABSTRACT

Space weather is the study of the Solar activity's impact on Earth's space environment. This is relevant as it may have serious consequences over modern technology, such as high-voltage power lines grids or telecommunication systems via satellites. Solar activity is also the phenomenon that causes the aurorae, which can be seen in Earth's upper atmosphere, at the poles, at the base of magnetic field lines. Due to this aurorae may be used as a proxy for the study of Solar particles trapped in Earth's magnetic field.

Auroral emissions are complex, as they are spread over various altitudes and wide spectral ranges. Therefore, they remain an observational challenge.

Emissions from atomic lines transitions in aurorae are well documented and understood, but this is not always the case for molecular emissions. These are a potential source of information on energetic inputs from the magnetosphere. This is the context in which the ATISE (*Auroral Thermospheric and Ionospheric Spectrometer Experiment*) nanosatellite was designed in the Grenoble University Space Center. Its purpose will be to observe Earth's upper atmosphere through the acquisition of spectra in near-UV and visible domains.

Dinitrogen N_2 and its ion N_2^+ are major components of Earth's atmosphere at large altitudes, and therefore a logical choice in order to define molecular emission observability. On the other hand, nitrogen monoxide NO is a minor component in the thermosphere, but has a key role in stratospheric ozone destruction, and therefore has important consequences on the climate.

Auroral emissions, and more particularly their vertical profiles and intensities were studied with the TRANS model, which solves the Boltzmann equation for electron transport in the atmosphere. We used these results to define the scientific requisites for the ATISE mission. In a second phase, we tested and analyzed the results of a ground demonstrator of the instrumentation that will be found in the nanosatellite. It showed great potential, despite the fact that part of the specifications are not yet fulfilled. Finally, still looking for new observables quantities for space weather, we studied the polarisation of auroral light, with a focus on the 427,8 nm band of N_2^+ .

Keywords : aeronomy, aurorae, nitrogen, spectroscopy, polarization

REMERCIEMENTS

Vous savez, moi je ne crois pas qu'il y ait de bonne ou de mauvaise situation. Moi, si je devais résumer ma vie aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres.

Otis (Chabat, 2002)

Je souhaiterais tout d'abord remercier Sébastien Payan et Vincent Génot, qui ont tous deux acceptés d'être rapporteurs de cette thèse. Merci pour vos précieuses remarques et commentaires, qui ont grandement contribué à l'amélioration de ce manuscrit. Merci également à Marius Echim, Angelica Sicard et Erik Kerstel d'avoir fait le déplacement à Grenoble pour la soutenance (enfin, pour Erik c'était quand même plus simple...). Les discussions et réflexions issues de la soutenance ont également été de précieux atouts pour finaliser ce travail.

Évidemment, merci à toi Mathieu pour toute la confiance que tu as pu m'accorder pendant ces 3 ans, ou même pendant ces 5 ans, si on compte les stages! Il va m'être difficile de résumer en quelques lignes toutes les aventures vécues ces années, mais les missions d'observation à Skibotn (avec les escapades au col du Galggogobba, ainsi qu'à Kilpisjärvi) resteront parmi les meilleurs souvenirs de cette thèse. Merci pour toutes ces découvertes norvégiennes, mais également pour celles concernant la peinture, la musique et l'opéra, le vin, la montagne, la maçonnerie, et j'en passe! Je voudrais également te remercier pour ton suivi régulier et approfondi, notamment en fin de thèse et durant la rédaction.

Oui, ma thèse était TRÈS pluri-disciplinaire.

Je souhaiterais également remercier Jean Lilensten, pour tous les conseils que tu as pu m'apporter pendant ces 3 ans, mais aussi pour ton enthousiasme communicatif pour la médiation scientifique, qui a, je crois, un peu déteint sur moi.

Un grand merci à Nathalie, Etienne, Mélanie, Thierry, Raluca, Guillaume, ... ainsi qu'à toute l'équipe du CSUG, une belle aventure qui a vu le jour durant ma thèse. Je vous souhaite à tous le meilleur pour la suite, et une longue vie au CSUG!

Je souhaiterais remercier Jean-Charles, David, Jean-Baptiste, Maxime, Mathilde, Florent, et Myriam, ainsi que Marie-Juliana et Karine pour la belle création qu'est le MOOC "A la Recherche d'autres Planètes Habitables". J'espère que la session 2 se déroulera sans accroc, et que cette belle équipe continuera dans sa lancée pour les sessions 3, 4... et plus!

Merci également à Hervé, Cécile et Chris pour leur bonne humeur et les chouettes soirées aurorales en Norvège! Cette thèse m'aura permis de faire de très belles rencontres, et vous en faites partie, tout comme la belle bande de fous qu'est UniverSCiel, une association qu'elle est bien, si si c'est pas moi qui le dit, c'est Thomas Pesquet! Merci à vous de m'avoir permis de me sortir la tête de la thèse, tout en la gardant dans l'astrono-

mie. Véritable bouffée d'air frais, vous avez su, sans même vous en rendre compte, me rappeler les raisons pour lesquelles je m'étais lancée dans cette aventure qu'est la science.

Un grand merci à l'équipe Planéto, et notamment Olivier, Laurène, Éric, Bernard, Véronique, FROD, Lydie, Pierre, Irene, Silvère, ainsi que Sonia. Planéto ne saurait être complète sans sa brochette de thésards, que je souhaiterais remercier tout particulièrement : Mael, le meilleur goal de tous les temps bi-classé Star Wars-Lego, Mathilde, sportive multi-fonction dont meilleure buteuse du tournoi 2014, Manon, sapée comme jamais et spécialiste burgers en tout genre, Oriane, reine du monde de Kuzco et de Kendji. Et enfin Sylvain, bro parmi les bros, Mister Universe 2022, boss du Youtube-game, Meilleur Client 2015 chez Speed Burger et Tankiste de renom.

*Je pense qu'on peut
officiellement nommer le bureau
D303 comme meilleur bureau de
tous les temps !*

Pour continuer dans la foulée, un énorme bisou à mes compagnons de "promo" : Victor, Maxime, Kike, Anael et Will. Enfin, un énormissime merci aux autres thésards et stagiaires de l'IPAG que j'ai eu la chance de rencontrer pendant ces 3 ans. La vie aurait vraiment été moins belle sans vous : David, Axel, Alexandre, Thomas V., Solenn, Simon, Faustine, Justine, Greg, Flo, Juan, Elie, Aina, Thomas N., Lucile, Laetitia, Nico, Ricardo, Cyprien et Anaïs.

Enfin, un énorme merci aux services administratif et informatique pour leur aide précieuse et indispensable. Alors n'oublions pas Valérie, Béatrice, Séverine, Bruno, Stéphane, David et Richard, Fabienne, Marie-Hélène et Aline ! J'ai malheureusement découvert un peu tard la tradition du "café de 9h", mais j'ai beaucoup apprécié ces moments.

Évidemment, un énorme merci aux copains de tous horizons, à commencer par la super-team Planétoyolo du M2 "RATP" de Paris avec Lu', Zu' (G3!), Jas' (G4!), Max, Anthony, Batiste, Kelly, Marietta, Laura, Kevin, Claudia et Aurélien !

Un gros bisou groupé aux copains et copines de l'AGP et des 7 Royaumes, merci à vous qui avez su me sortir la tête de la thèse au quotidien. Merci également au Shannon, pour les mêmes raisons.

Un gros merci aux amis rencontrés pendant ces belles années de fac, et toujours présents malgré tout : Théo & Lily, Laurent & Cécile, Audrey & Dorian, Jonas, Maxime & Charmaine, Yoann, Julo, Mallo & Ben (et Nino !), Justine & Tom, Olivier, Julien, Ben, FX et Maxime.

Merci à Lucile, Aure-Élise et Coralie qui sont là depuis tellement longtemps qu'on ne sait même plus combien exactement.

Enfin, je souhaiterais remercier ma famille pour leur soutien constant depuis toujours. Je ne serai certainement pas ici si vous n'aviez pas été là pour m'aider. Merci de m'avoir fait confiance et d'avoir cru en moi toutes ces années.

Enfin, merci à toi Killian. Je ne sais pas si j'aurais pu y arriver sans toi et ton soutien constant. Merci de me pousser à me donner à fond au quotidien, tu fais de moi une personne meilleure.

En cette fin de parcours universitaire, une pensée spéciale pour Pierre Zangemi, qui
aurait du également terminer le sien.

*The Road goes ever on and on
Down from the door where it began.
Now far ahead the Road has gone,
And I must follow, if I can,
Pursuing it with eager feet,
Until it joins some larger way
Where many paths and errands meet.
And whither then? I cannot say*

The Lord of the Rings, [Tolkien](#) (1954)

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	v
1 INTRODUCTION	1
1.1 Les entrées énergétiques	1
1.2 L'atmosphère terrestre	9
1.3 Problématique	16
2 MODÉLISER L'IONOSPHERE	19
2.1 L'ionosphère	19
2.2 Modéliser les entrées énergétiques dans la thermosphère . .	20
2.3 La photo-ionisation	22
2.4 Transport cinétique des électrons	25
2.5 Collisions et sections efficaces	28
2.6 Emissions lumineuses	29
2.7 TRANS	30
3 LE MONOXYDE D'AZOTE	37
3.1 Le monoxyde d'azote et ses enjeux	37
3.2 Modélisation du monoxyde d'azote	43
3.3 Résultats	49
3.4 Discussion et Perspectives	59
4 LE DIAZOTE ET SON ION	63
4.1 Le diazote dans l'atmosphère	63
4.2 Modélisation	67
4.3 Résultats	68
4.4 Discussion et Perspectives	72
5 LES NANOSATELLITES ATISE ET AMICAL	79
5.1 Introduction	80
5.2 ATISE	81
5.3 AMICAL	99
6 POLARISATION DE N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$)	103
6.1 Un peu de théorie	103
6.2 Instrument	106
6.3 Acquisition des données	106
6.4 Traitement	107
6.5 Résultats	110
6.6 Discussion et Perspectives	113
CONCLUSION	117
ANNEXES	121
BIBLIOGRAPHIE	169

INTRODUCTION

Are you telling us that, in some alternate timeline we're part of a team that travels to other planets and defends Earth against alien invasions?

Samantha Carter (DeLuise et al., 2005)

L'étude des phénomènes de la haute atmosphère de la Terre englobe de très nombreux domaines de recherche : physique solaire et magnétosphérique, physique des plasmas, étude de la thermosphère et de l'ionosphère, de leur composition, leur dynamique etc... Il s'agit d'une science moderne, dont l'essor est concomitant à celui de l'ère spatiale. L'exploration de la haute atmosphère et de l'environnement spatial de la Terre a en effet fait avancer notre compréhension de cette interface de l'environnement terrestre.

Les aurores polaires, outre les magnifiques spectacles qu'elles peuvent offrir, sont des outils non négligeables qui peuvent nous permettre de comprendre les phénomènes qui régissent la haute atmosphère, mais également les processus solaires et magnétosphériques : elles sont le reflet de ceux-ci dans notre atmosphère. Ce premier Chapitre est dédié au couplage Soleil-Terre¹, menant à la création des lumières polaires (Figure 1).

1.1 LES ENTRÉES ÉNERGÉTIQUES

1.1.1 *Le soleil et le vent solaire*

L'observation du Soleil a commencé dans l'Antiquité, mais son étude scientifique et rigoureuse, avec notamment l'observation et le suivi des tâches solaires ne voit le jour qu'au XVII^{ème} siècle. On voit sur la Figure 2 que leur nombre varie de manière cyclique, marquant l'existence d'un cycle solaire. On estime ce cycle étant de 10 à 13 ans. Longtemps utilisé comme indice de référence, le suivi du nombre de tâches solaires a été supplanté par l'étude de la variation des émissions radio à 10,7 cm, et de l'indice correspondant $f_{10.7}$. Il peut varier de quelques dizaines pour un soleil calme à environ 300 en période active (Lilensten & Blelly, 1999). C'est un des indices le plus utilisé (Hoyt & Schatten, 1998).

*Ces données ne sont considérées
fiabiles statistiquement qu'à
partir de 1850.*

L'atmosphère solaire est composée de la chromosphère et de la couronne, qui s'étend sur quelques rayons solaires. La couronne est une zone extrêmement chaude, de plus de 10^6 K, permettant l'échappement de particules. Le flot ainsi produit entraîne avec lui le champ magnétique du

1. En rédigeant ce premier Chapitre, je me suis principalement appuyée sur les livres de Lilensten & Blelly (1999) et Bornarel & Lilensten (2012).



FIGURE 1 – Aurore boréale capturée à Skibotn, Norvège en décembre 2014.

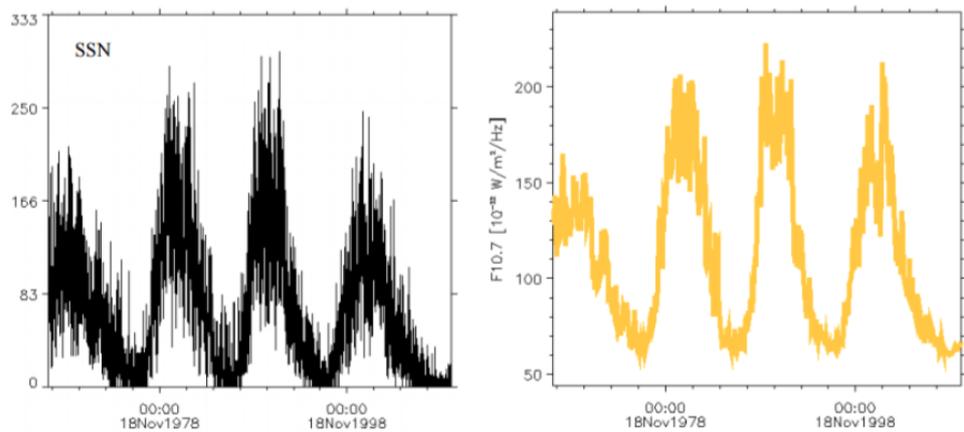


FIGURE 2 – Evolution du nombre de tâches solaires (à gauche) et du flux radio $f_{10.7}$ (à droite) depuis 1967. Figure issue de [Gruet \(2016\)](#).

soleil dans une expansion radiale. Ce flot se nomme le vent solaire ([Parker, 1963](#)). Il s'étend dans l'espace interplanétaire et va interagir avec les différents corps du système solaire, dont la Terre.

Le vent solaire est constitué de protons et d'électrons de quantité sensiblement égale, mais aussi d'ions plus lourds et de particules α (ions He^{2+} et plus lourds). Il a une vitesse moyenne de $372 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ à une Unité Astronomique (UA), c'est-à-dire au niveau de la Terre ([Lilensten & Blelly, 1999](#)). On le nomme le vent lent. À celui-ci va se superposer le vent rapide.

Le vent solaire peut être considéré comme un traceur de l'activité solaire grâce à cette variabilité qui a plusieurs origines :

- Les éruptions solaires : ce sont des phénomènes locaux et extrêmement violents dûs à une dissipation d'énergie magnétique et d'émission de photons et particules. Elles proviennent du stockage puis de la libération brusque d'énergie magnétique au niveau des tâches solaires (Bornarel & Lilensten, 2012).
- Les éjections de masse coronale (*Coronal Mass Ejection* ou CME) : une explosion brutale où le plasma va se trouver piégé dans une boucle magnétique. C'est un phénomène de grande ampleur, pouvant atteindre une taille de plusieurs dizaines de rayons solaires, dégageant une énergie importante, la vitesse de celles-ci pouvant atteindre 2500 km.s^{-1} .
- Les trous coronaux : ils se produisent lorsqu'une grande quantité de plasma est projetée au-delà de la couronne solaire, lorsque des lignes de champ magnétique sont ouvertes vers l'espace. Cette libération massive de matière entraîne un refroidissement de la zone, donnant alors naissance à une zone sombre à la surface du Soleil, que l'on nomme alors trou coronal.

Le vent solaire rapide a une vitesse moyenne de 800 km.s^{-1} , mais peut atteindre plusieurs milliers de km.s^{-1} . Il est issu des deux derniers phénomènes. Il est notable que ces vitesses, qui peuvent sembler élevées, ne correspondent qu'à des énergies inférieures à l'électron-volt (eV). Or, lorsqu'elles pénètrent dans la haute atmosphère, ces particules ont une énergie bien supérieure, qui peut atteindre plusieurs centaines de kilo électron-volt (keV) (Lilensten & Blelly, 1999).

Nous verrons dans le paragraphe suivant comment se produit cette accélération.

1.1.2 La magnétosphère

Le terme magnétosphère a été défini par Gold (1959) :

"La région au-dessus de la ionosphère dans laquelle le flux magnétique de la Terre a un contrôle dominant sur les gaz et particules chargées rapides est connue pour s'étendre sur une distance de 10 fois le rayon terrestre, son nom approprié pourrait être magnétosphère."

La magnétosphère est une cavité modelée par le champ magnétique terrestre, engendré par les interactions entre le noyau solide et le noyau liquide de la planète, ici la Terre. Le vent solaire va modifier la forme de celle-ci, en la comprimant en amont (~ 10 rayons terrestres-àç)) et en créant une queue à l'arrière qui s'étend sur une distance dix fois plus importante, comme on peut le voir sur la Figure 3. En 3 dimensions spatiales, il vaut mieux représenter le champ géomagnétique par des coquilles que

par des lignes : les particules ne remplissent pas la zone comprise entre deux lignes du champ magnétique, mais plutôt le volume entre deux coquilles du champ magnétique. On nomme la limite extérieure de la magnétosphère la magnétopause (Chapman & Ferraro, 1931). La magnétopause est la zone où la pression cinétique du vent solaire et la pression géomagnétique s'équilibrent. Comme elle possède une épaisseur, on l'appelle également le manteau de plasma (Hardy et al., 1975).



FIGURE 3 – Représentation d'artiste de la magnétosphère. On illustre ici la notion de coquille magnétique (Bornarel & Lilensten, 2012)

La magnétosphère peut être vue de plusieurs façons différentes : comme un système dans lequel des particules chargées se déplacent sous l'effet du champ géomagnétique, du champ électrique et magnétique interplanétaire, ou comme un système de courant. Les deux sont évidemment liés puisque le courant est défini comme $j = \sum_i n_i q_i v_i$, où i représente les ions ou les électrons, n leur densité, q leur charge et v leur vitesse. Le vent solaire, fait de particules chargées en mouvement, transporte son propre champ magnétique, qui a une valeur moyenne de 6 nT au niveau de la Terre. Ce champ est appelé interplanétaire (*Interplanetary Magnetic Field*, ou IMF).

1.1.3 Les précipitations de particules

L'accélération des électrons et des protons du vent solaire est le fruit de l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre.

À l'amont de la magnétosphère, il se produit un choc lié à la rencontre

entre un plasma à vitesse supersonique et super Alfvénique et un objet "immobile" dans le milieu interplanétaire (dans le référentiel terrestre). En fonction de l'orientation du champ magnétique solaire (ou IMF), une reconnexion magnétique peut avoir lieu, permettant l'entrée de particules dans la magnétosphère côté jour. Ceci est le premier point d'entrée des particules dans la magnétosphère (Figure 4). L'orientation de la composante nord-sud de l'IMF est importante. Si elle est dans la même direction que le champ géomagnétique, les deux champs s'opposent. En revanche, si elle lui est inverse, les deux champs peuvent s'annuler : les particules du vent solaire pénètrent librement dans la magnétosphère. À cet endroit, le vent solaire approchant de la Terre subit les conséquences du champ géomagnétique qui, selon la force de Lorentz, crée une séparation de charges. Davantage d'ions dérivent le long de la magnétopause côté est, et davantage d'électrons côté ouest, générant un champ électrique qui traverse toute la magnétosphère côté nuit (Figure 5).

Un second point d'entrée se situe sur les flancs de la magnétosphère.

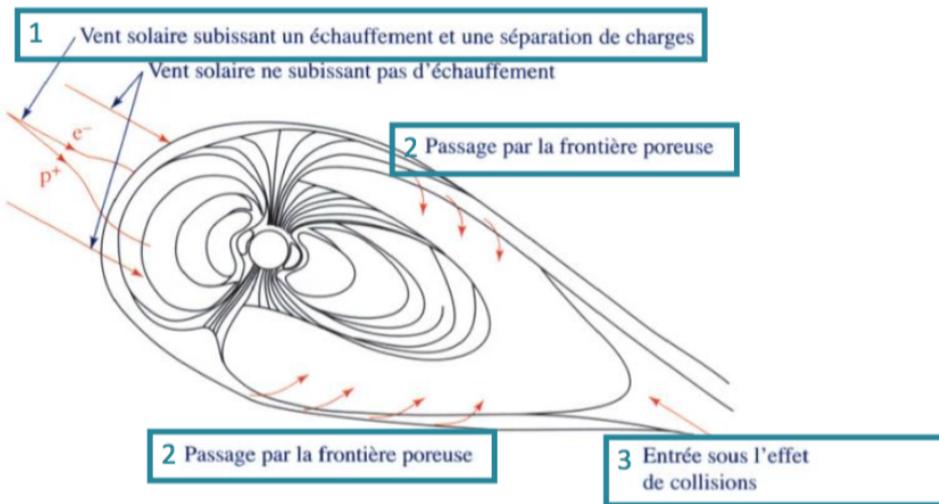


FIGURE 4 – Entrées de particules dans la magnétosphère (Bornarel & Lilensten, 2012).

En effet, la magnétopause est une frontière perméable. En la longeant, une partie des particules du vent solaire parvient à dériver et à pénétrer dans la cavité magnétosphérique.

Enfin, la reconnexion côté nuit, à la queue de la magnétosphère, qui s'étire derrière la Terre, à l'opposé du Soleil, est le troisième point d'entrée. Les processus de reconnexion magnétique vont injecter les particules vers la Terre (Lilensten & Blelly, 1999).

Sous l'effet conjugué des variations du champ électrique (puisque le vent solaire est variable) et des variations du champ géomagnétique (de plus en plus intense à mesure qu'on se rapproche de la Terre), les particules qui se retrouvent dans la magnétosphère, entrées par l'une des

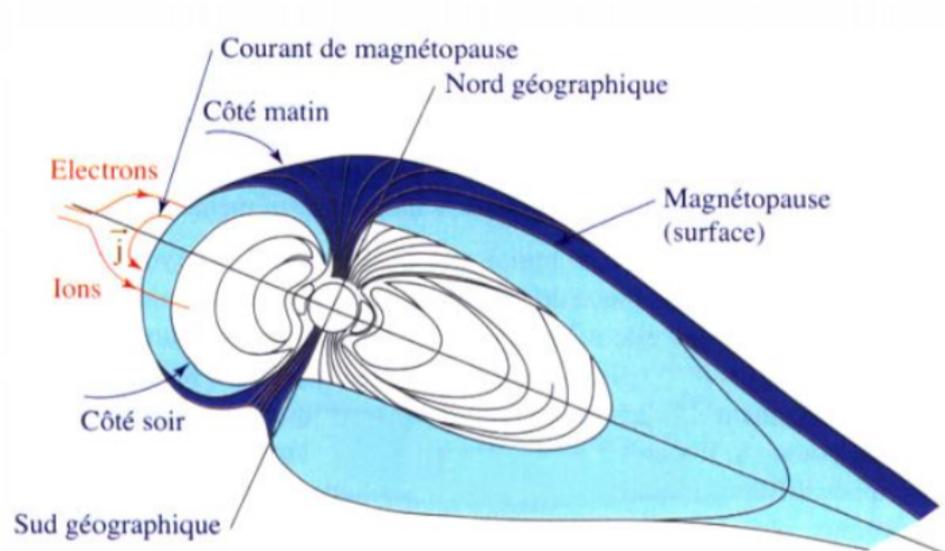


FIGURE 5 – La séparation de charges. En bleu foncé est représentée la magnétopause. Les électrons sont déviés "côté matin", à l'est, et les ions "côté soir", à l'ouest (Bornarel & Liliensten, 2012).

trois "portes" citées ci-dessus, subissent une forte accélération (Gusev et al., 2003). L'énergie des particules peut augmenter jusqu'à plusieurs milliers de kilo électron-volt (keV), elles se retrouvent piégées par le champ magnétique et vont entrer en rotation autour de la Terre. Elles vont former des régions de plasma, que l'on nomme ceintures : la première se trouve autour de 5000 km d'altitude et contient surtout des protons énergétiques (> 10MeV). La deuxième, autour de 25000 km, contient des particules d'énergies moindres (entre 0,1 et 10 MeV). Au cours de cette rotation, l'effet de miroir magnétique va faire dévier les particules vers le nord ou le sud. Elles suivent alors les lignes du champ magnétique local pour être précipitées vers l'atmosphère et donneront naissance aux aurores polaires en réagissant avec celle-ci.

Les aurores se produisent le plus souvent dans une zone nommée ovale auroral (Figure 6), à une altitude située entre 80 et 350 km. L'ovale s'étend généralement entre les latitudes magnétiques 65° et 75° , dans les hémisphères nord et sud de la Terre. En effet, cet ovale est une structure mobile, et son étendue va dépendre de l'activité magnétique et des précipitations provenant de la deuxième ceinture de radiation. Il présente donc une asymétrie en heure locale. L'ovale est la zone où les aurores polaires seront le plus fréquentes. Ces deux ovales existent en permanence, car le vent solaire souffle de façon continue. En plus de ces aurores continues, les événements solaires importants peuvent mener à la création d'aurores discrètes, généralement plus intenses. On peut également mentionner l'*airglow*, créé à toutes les latitudes par chimiluminescence. Les précipitations énergétiques (photoniques et électroniques) vont dissocier les molécules de la thermosphère, dont la recombinaison s'accompagnera d'émissions lumi-

neuses).

Enfin, en plus des portes d'entrées citées ci-dessus, il en existe une quatrième. A l'intérieur des ovales auroraux, les lignes du champ géomagnétique sont ouvertes sur le manteau de plasma et sur l'espace, créant une zone appelée le "cornet polaire" (Winningham & Heikkila, 1974). Les particules qui longent ce manteau au nord et au sud de la planète sont conduites dans les cornets et se précipitent dans l'atmosphère. Comme elles n'ont pas subi d'accélération dans la magnétosphère, mais seulement dans la zone de choc et le long de la magnétopause, leur énergie est d'ordinaire moins élevée que dans les ovales auroraux, de l'ordre de 500 eV (Yeager & Frank, 1976). C'est pour cette raison que les aurores au Spitzberg (bien plus près du pôle Nord) ont une occurrence bien moins forte que dans l'ovale auroral, situé à plus basses latitudes, aux alentours de 70° pour des longitudes équivalentes.

Au final, seulement 10% des particules du vent solaire passant dans

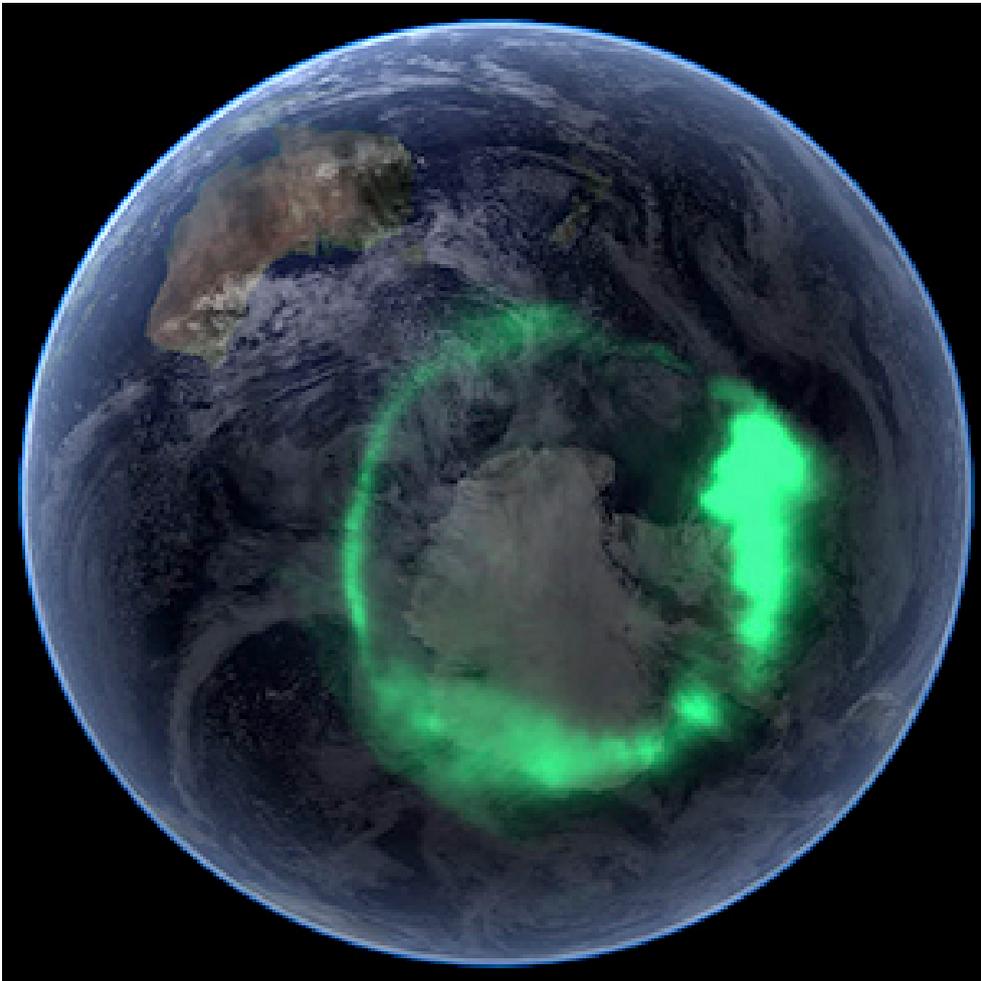


FIGURE 6 – L'ovale auroral au-dessus de l'Antarctique. NASA.

la section de la magnétosphère vue perpendiculairement au vent solaire,

vont y pénétrer.

Il existe de nombreux indices décrivant l'état du champ magnétique terrestre. Certains sont locaux (PCN, PCS, Dst), d'autres globaux (Kp et Ap par exemple). Ces derniers sont parmi les plus utilisés afin de décrire l'activité aurorale. Kp fournit le niveau de perturbation engendré par la composante horizontale du champ géomagnétique. Les perturbations géomagnétiques sont moyennées et ramenées sur une échelle logarithmique entre 0 et 9. Ap est ensuite obtenu en convertissant Kp en échelle linéaire selon un tableau de conversion (Pröls, 2004).

Les précipitations électroniques et protoniques ne sont pas les seules sources d'énergie entrant dans l'atmosphère. En effet, les entrées photoniques affectent la haute atmosphère côté jour, pour la partie du flux situé dans l'UV et les rayons X "mous".

1.1.4 *Le flux solaire*

Le spectre solaire s'étend sur une large gamme de longueurs d'onde. Dans le visible, de 390 à 760 nm, il rayonne avec un maximum autour de 500 nm, c'est à dire dans le bleu-vert. Cette partie du spectre a été étudiée depuis le XIX^{ème} siècle, en particulier par Fraunhofer (1817).

Néanmoins, la lumière visible a peu d'importance pour l'aéronomie de la haute atmosphère en comparaison de l'ultraviolet (ou UV, de 100 à 390 nm) ou de l'extrême ultraviolet (EUV, 1 à 121 nm). Les premiers sont en effet assez énergétiques pour exciter l'atmosphère, tandis que les seconds peuvent de surcroît l'ioniser. Ces longueurs d'ondes sont arrêtées au-dessus de typiquement 80 km d'altitude. Il n'est donc pas étonnant qu'il ait fallu attendre une période récente pour en mesurer le spectre : lorsque Planck (1901) présenta sa théorie du corps noir, il était loin de suspecter la présence, dans la queue de distribution, d'un rayonnement aussi intense. On peut noter qu'en réalité, le spectre solaire suit bien la loi de corps noir de Planck entre 200 et 900 nm, mais ce n'est pas le cas pour les courtes longueurs d'ondes ($\lambda < 150$ nm), où il est essentiellement composé de raies d'émission.

Le premier spectre dans ces gammes de longueurs d'onde a été obtenu en 1946, au cours des premières expériences à bord de fusées. En 1977, une compilation donnait lieu à un premier spectre de référence théorique. Cependant, les mesures avaient montré la grande variabilité du rayonnement UV en fonction de l'activité solaire. Dans la même période, trois satellites américains de la série Dynamics Explorer emportaient des spectromètres UV. Les progrès accomplis grâce à ces instruments furent considérables, notamment en les comparant avec des mesures simultanées à bord de fusées.

Puis, à bord du satellite SOHO (lancé en 1995), quatre instruments observaient des parties du spectre solaire dans l'extrême ultraviolet. Plusieurs d'entre eux ne sont pas étalonnés, si bien qu'il nous est toujours difficile de dire, à un instant donné, combien de ces photons EUV arrivent à notre

planète. Depuis 2001 le satellite américain TIMED (*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics*), qui observe la haute atmosphère de la Terre a permis des progrès en la matière, tout comme SDO (*Solar Dynamics Observatory*), lancé en 2010, qui lui observe le Soleil (cartographie du champ magnétique, étude du flux UV, de la chromosphère,...). De plus, la modélisation nous permet aujourd'hui de bien contraindre ce flux en fonction de l'activité solaire (Lilensten & Blelly, 1999).

1.2 L'ATMOSPHERE TERRESTRE

L'atmosphère peut être abordée de différentes façons : par sa composition, par son gradient de température, par sa dynamique. Au cours de la rapide présentation ci-dessous, je tenterai de mêler les trois approches pour en esquisser un résumé.

L'atmosphère terrestre est composée principalement d'azote moléculaire (78%), et d'oxygène moléculaire (21%). La météorologie classique concerne la zone qui s'étend de la surface jusqu'à 16 km d'altitude en moyenne (environ 17 km à l'équateur et 8 km aux pôles). Toute cette couche prend le nom de troposphère. L'air y connaît un brassage permanent, qui mélange ses constituants. Cette couche se caractérise également par une température décroissant avec l'altitude.

Au-dessus de la troposphère et jusqu'à environ 50 km d'altitude, se trouve la stratosphère. L'énergie solaire entrant directement dans l'atmosphère ou réémise par le sol n'est plus utilisée par condensation, elle est consommée en grande partie pour chauffer ou dissocier des molécules, en particulier de l'ozone (avec un maximum d'efficacité vers 40 km) et de l'oxygène moléculaire (avec un maximum d'efficacité vers 25 km). Le rayonnement responsable de la première dissociation (celle de l'ozone) se situe entre 240 et 310 nm, et celui responsable de la seconde (celle de l'oxygène moléculaire) entre 200 et 240 nm. La température de la stratosphère croît lorsque l'altitude augmente, ce qui tranche avec celle de la troposphère immédiatement en dessous. Ce gradient positif confère à la stratosphère une grande stabilité : l'air le plus chaud se trouve au-dessus, inhibant alors la convection. Ce phénomène est dû aux réactions de dissociation qui sont exothermiques. La température remonte donc jusqu'à des valeurs d'environ 0°C.

La limite haute de la stratosphère, vers 50 km, s'appelle la stratopause. Au-dessus, nous entrons dans la mésosphère. La concentration d'ozone diminue. Sa dissociation, qui fournissait de la chaleur, cesse d'être une source de chauffage si bien que lorsqu'on s'élève, la température décroît. Cela se produit jusqu'à environ 85 km.

Dans toutes les couches "basses" que nous venons de décrire, les molécules et atomes se mélangent, donnant un gaz homogène, où le rapport de mélange entre les constituants reste le même quelle que soit l'altitude.

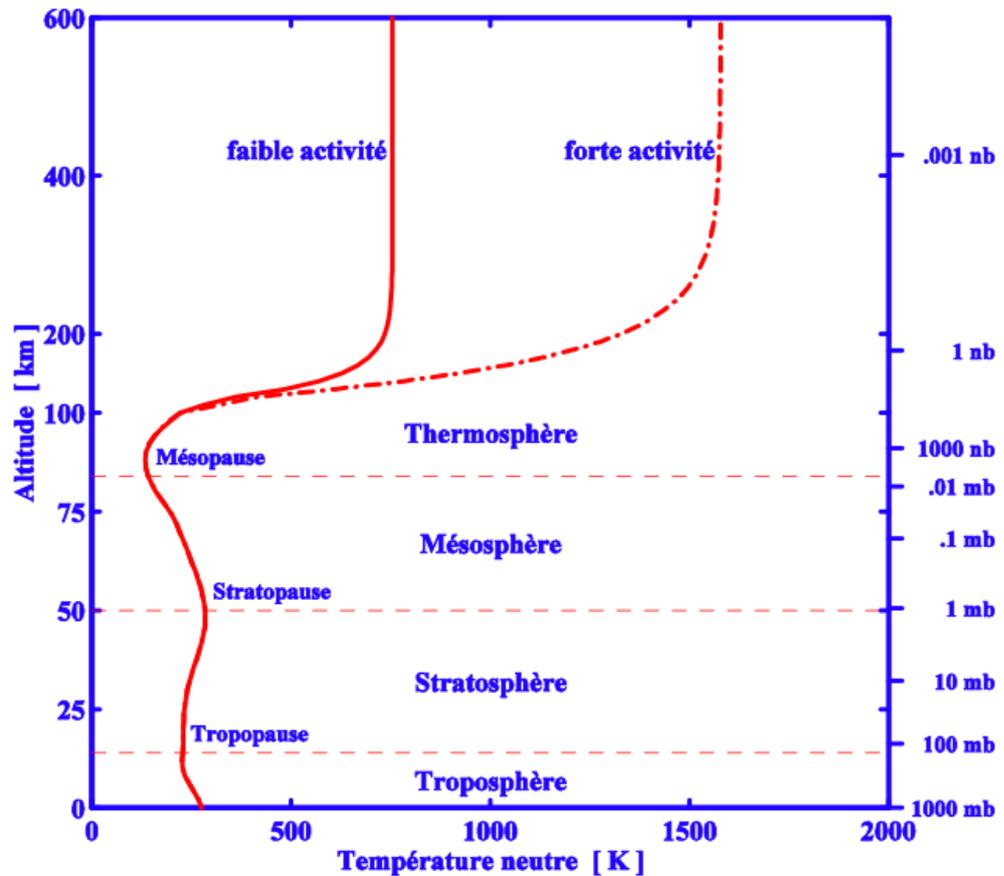


FIGURE 7 – Structure thermique de l’atmosphère terrestre. On voit que la température de la thermosphère varie fortement en fonction de l’activité solaire (Lilensten & Blelly, 1999).

On peut parler d’une température atmosphérique, d’une concentration, et ces termes s’appliquent à l’ensemble de l’atmosphère. C’est pourquoi, du sol jusqu’à 90 km, on désigne l’atmosphère sous le nom générique d’homosphère. La concentration au sol est d’environ 10^{25} particules. m^{-3} , elle est de 10^{19} particules. m^{-3} à l’homopause, sa limite supérieure. La pression au sol est de l’ordre de 1.10^5 Pascals (Pa). A l’homopause elle n’est plus que d’1 Pa. L’homosphère se caractérise par un gaz dense et donc un comportement collectif entre ses différents constituants : on peut ainsi utiliser une description fluide pour la décrire.

Au-dessus de l’homosphère commence l’hétérosphère. C’est une partie de l’atmosphère dont les propriétés n’ont pu être explorées qu’avec l’avènement des communications radio, dans le courant du XX^{ème} siècle. Dans l’hétérosphère, la concentration en molécules et atomes diminue, et chaque constituant va montrer un comportement semi-individuel. Le comportement de quasi-gaz parfait de l’homosphère tout entière s’applique à présent séparément à l’azote, à l’oxygène, à l’hydrogène, avec une différence fondamentale : chacun d’eux possède sa propre hauteur d’échelle. La conséquence immédiate est une variation de leur concentration expo-

La hauteur d’échelle est l’altitude dont il faut monter, à une position donnée dans une atmosphère, pour réduire la pression d’un facteur e.

nentielle, mais avec des facteurs de décroissance différents.

Vers 80 km, l'azote moléculaire est prépondérant, devant l'oxygène moléculaire. Au-dessus d'environ 250 km, l'oxygène atomique est majoritaire. Vers 500 à 600 km cependant, l'hydrogène est à son tour l'élément le plus abondant : puisqu'il n'y a plus de mélange convectif, les éléments les plus lourds restent dans les basses couches, et les plus légers remontent. La dissociation va contribuer pour cette séparation selon la masse (Figure 8).

Une caractéristique fondamentale de l'hétérosphère est de constituer un filtre pour le rayonnement ultraviolet et les précipitations décrites précédemment. Comment ? Par trois processus bien identifiés : l'ionisation, excitation et dissociation.

L'atmosphère s'ionise donc partiellement. Aux basses altitudes, dans la troposphère par exemple, si un phénomène tel qu'un éclair d'orage crée des ions et des électrons, ceux-ci sont immédiatement recombinaison pour redonner des atomes ou des molécules, parce que l'atmosphère est dense : leur libre parcours moyen est donc de l'ordre de quelques millimètres. Au-dessus de 80 km environ, il en est autrement : l'atmosphère est si ténue que les ions et les électrons peuvent se déplacer sur des distances de l'ordre de 10 à 200 km d'altitude, avant de rencontrer un atome, une molécule ou un autre ion.

Nous voici donc dans un milieu fort différent de toute la matière familière, un mélange de gaz neutre plus ou moins excité, d'ions et d'électrons. Le gaz neutre a reçu le nom de thermosphère, et le gaz ionisé celui d'ionosphère.

Au-delà de la thermosphère (au-dessus de 450 à 500 km) se trouve l'exosphère, où l'on ne considère plus le gaz ayant un comportement fluide, mais uniquement cinétique. C'est dans cette couche que va se produire l'échappement atmosphérique.

1.2.1 La thermosphère

Nous venons de le voir, le rayonnement électromagnétique dans l'extrême ultraviolet peut être absorbé par ionisation, dissociation ou excitation. Tous ces phénomènes entrent en compétition quand l'énergie des photons est supérieure aux seuils d'ionisation (en moyenne autour de 12 eV).

L'efficacité de ce rayonnement inférieur à 100 nm pour le phénomène de dissociation est maximal entre 100 et 110 km. Il dissocie notamment l'oxygène moléculaire en oxygène atomique, qui diffuse ensuite vers les hautes altitudes (Lilensten & Blelly, 1999).

La température de la thermosphère est étroitement liée au rayonnement solaire. La source de chauffage est indirecte : c'est la friction des particules excitées sur celles qui ne le sont pas, ainsi que les réactions chimiques qui chauffent l'atmosphère, et non directement une interaction entre l'atmosphère et le rayonnement solaire (Lilensten & Blelly, 1999). La température croît considérablement lorsqu'on s'élève au-dessus de la mésosphère, de

Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule se déplaçant entre deux impacts successifs

Le terme friction est ici impropre au sens où les collisions sont coulombiennes et donc conservatives. Il y a un transfert d'énergie global entre les particules énergétiques et le fond thermique.

l'ordre de 8 à 18 °/km entre 100 et 150 km. Il s'agit d'un gradient positif de température, provoquant le ralentissement de la convection, comme dans la stratosphère, et seule la conduction peut transférer l'énergie d'une couche à l'autre.

Ce chauffage est efficace jusqu'à 200-300 km, altitude au-delà de laquelle l'atmosphère est trop ténue pour assurer une conduction de la chaleur. Au-dessus, la température devient constante. On l'appelle alors la température exosphérique. Elle vaut typiquement entre 750 K en période de Soleil calme, mais elle peut excéder 1500 K en période active. C'est en raison de ce gradient élevé que cette région de l'atmosphère s'appelle la thermosphère.

La densité étant tellement faible à ces altitudes, la notion de température devient problématique. Chaque élément possède sa propre température, définie grâce aux lois de la physique statistique. Les températures cinétiques peuvent être différentes des températures vibrationnelles ou rotationnelles.

Les principaux composants de l'atmosphère terrestre sont donc l'oxygène moléculaire et l'azote moléculaire entre 80 et 105 km. Entre 200 et 600 km, l'oxygène atomique devient le composant majoritaire, les minoritaires étant l'hydrogène, l'hélium, l'argon et l'azote atomique, et le monoxyde d'azote.

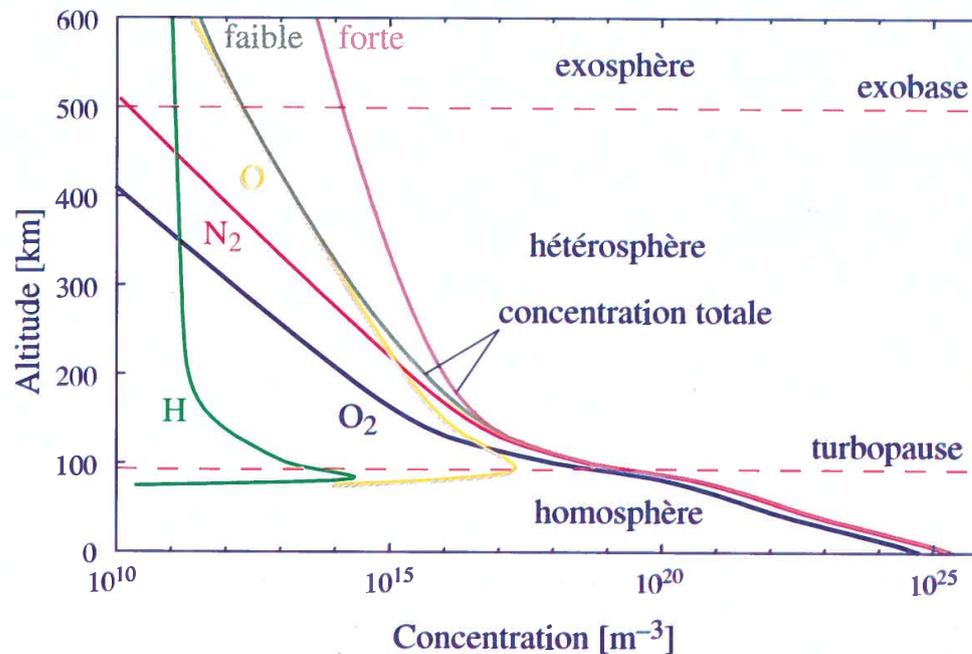


FIGURE 8 – Structure verticale de l'atmosphère, avec les profils de concentration des principaux constituants, depuis le sol jusqu'à l'exosphère. Les courbes grise et rose représentent la concentration totale respectivement dans les cas extrêmes d'activité solaire faible et forte (Lilensten & Blelly, 1999).

1.2.2 L'ionosphère

Le gaz ionisé, ions et électrons confondus, est appelé ionosphère. Ce mélange est un plasma, que l'on nomme plasma atmosphérique. Ses propriétés sont tout à fait différentes de celles d'un gaz classique constitué de particules neutres, puisque le mouvement des particules chargées est sensible aux champs électriques et magnétique. Cependant, leur proportion de particules chargées reste faible devant celle des particules neutres : de l'ordre de $1/1.10^9$ à 100 km, et de $1/10$ vers 1000 km d'altitude. Les propriétés du plasma atmosphérique sont également très différentes de celles de l'atmosphère à basse altitude. En effet, elles dépendent de façon très étroite du rayonnement solaire dans l'extrême ultraviolet, et donc de l'activité solaire. En période de Soleil calme, les ions et électrons créés en absorbant l'énergie des photons ont une température qui peut paraître élevée : de l'ordre de 1000 K pour les ions à 400 km, 1500 K pour les électrons. Mais ces valeurs sont faibles en comparaison de ce qu'elles prennent lors d'évènements solaires particulièrement actifs : la température des ions peut alors atteindre 3000 K, et celle des électrons 9000 K à la même altitude. Au cours d'une même journée, on assiste à des variations très significatives.

On distingue plusieurs régions dans l'ionosphère : elle sont appelées D, E et F (Figure 9) et correspondent à des processus d'ionisation différents.

Dans la couche D, entre 60 et 90 km, se trouve une chimie assez com-

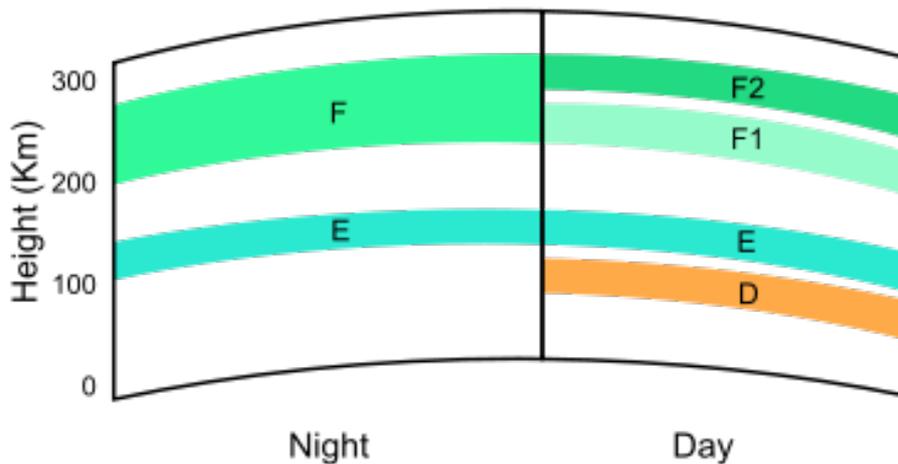


FIGURE 9 – Les différentes couches de l'ionosphère. Image Wikimedia Commons.

plexe de part la grande variété d'éléments présents, avec notamment des molécules hydratées telles que OH. Les électrons libérés par ionisation sont immédiatement capturés par les autres molécules. En plus de l'UV,

les rayons X et les rayons cosmiques sont des sources non négligeables de production ionique dans cette zone. On peut également y trouver des ions métalliques, issus de l'échauffement de bolides entrant dans l'atmosphère. Cette couche est uniquement présente le jour, et ne subsiste pas la nuit lorsque le rayonnement solaire disparaît car les mécanismes de recombinaison ont des temps caractéristiques courts (Figure 10).

La région E s'étend entre 90 et 120 km approximativement, les ions sont principalement moléculaires et les températures électronique des électrons et des ions sont proches l'une de l'autre. C'est dans cette couche que se fait la transition entre l'homosphère et l'hétérosphère. Tout comme la région D, ce sont les EUV et les rayons X qui vont ioniser les gaz présents, notamment O_2 , N_2 , et O . O_2^+ est l'ion le plus important dans cette couche car son seuil d'ionisation est proche des raies Lyman β (102,7 nm) et du continuum de Lyman. Les ions N_2^+ et O^+ sont également créés et vont rapidement se transformer en NO^+ et O_2^+ , qui sont les espèces majoritaires dans cette couche. Elle caractérise le couplage ionosphère/atmosphère avec le champ magnétique et la cavité magnétosphérique. Cette région, également créée par rayonnement solaire disparaît la nuit à cause des mécanismes de recombinaison, sauf en régions aurorales où les précipitations de particules continues contribuent à la maintenir, qui peut devenir la plus dense de l'ionosphère lorsque des précipitations intenses et énergétiques se produisent.

La région F quant à elle se trouve entre 150 et 400 km d'altitude, et est la plus dense de l'ionosphère, avec un pic de concentration autour de 250 km d'altitude. C'est l'oxygène atomique qui est majoritaire, suivi de N_2 . L'UV < 90nm va être la source principale d'ionisation, produisant O_2^+ , N_2^+ et O^+ , avec un maximum de production autour de 150 à 200 km pour les deux derniers. La recombinaison moléculaire dépend fortement de la concentration du gaz neutre, et la diminution des concentrations de N_2 et O_2 vont impacter la vitesse des réactions, et les mécanismes chimiques vont avoir des évolutions différentes. Dans un équilibre chimique, c'est la réaction la plus lente qui va conditionner celui-ci. Les vitesses de réaction se croisent autour de 200 km, et l'on définit alors deux sous-couches : F1, en-dessous, où les recombinaisons moléculaires vont être plus rapides et F2, au-dessus, où la concentration de O^+ augmente avec l'altitude.

*Cette séparation disparaît
parfois la nuit*

1.2.3 Les processus d'émission

On l'a vu, les précipitations énergétiques vont, entre autres, exciter le gaz de la haute atmosphère. Lorsqu'un atome (ou molécule) va acquérir de l'énergie, ses électrons vont changer d'orbitales, selon un schéma précis, et différent selon l'atome (ou molécule) concerné. Les électrons vont pouvoir passer d'une orbitale à une autre, émettant de la lumière à une longueur d'onde précise. Cette désexcitation spontanée se nomme la fluorescence. Ce passage d'une orbitale à une autre se nomme transition électronique. Dans le cas des molécules, ces transitions électroniques sont

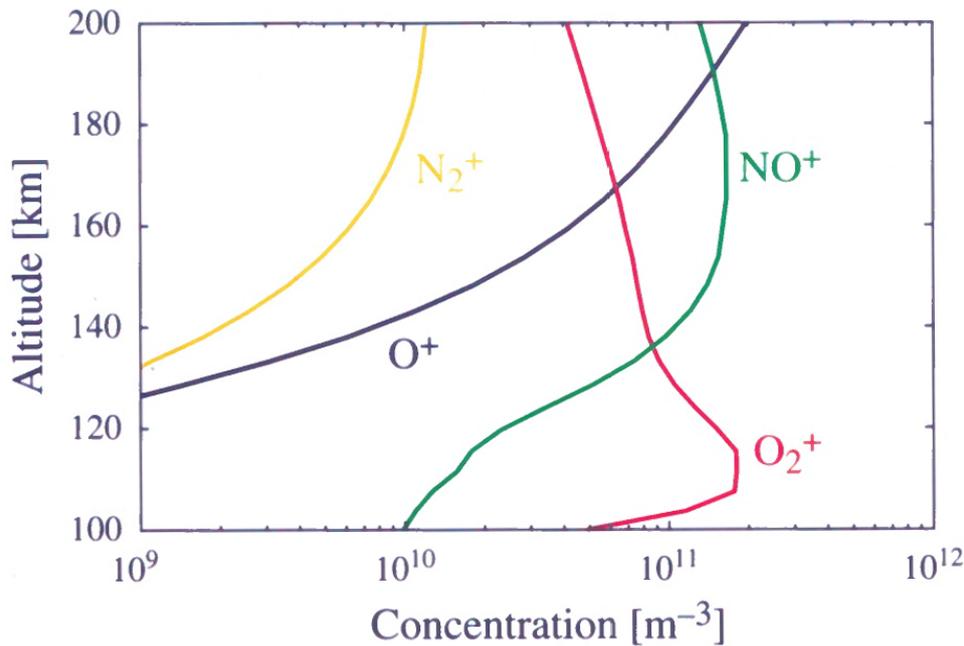


FIGURE 10 – Les ions majoritaires dans l’ionosphère diurne et leur distribution en altitude (Lilensten & Blelly, 1999).

couplées à des transitions vibrationnelles et rotationnelles. L’approximation de Born-Oppenheimer montre qu’il est possible dans la plupart des cas de découpler le mouvement des électrons (transitions électroniques) de ceux des noyaux (transitions vibrationnelles). Cependant pour une molécule, au sein d’une transition électronique s’organisent des transitions vibrationnelles et rotationnelles autorisant alors à parler de transition vibroniques ou ro-vibroniques. Celles-ci vont majoritairement émettre dans l’infrarouge, contrairement aux transitions électroniques qui s’étendent sur dans l’UV, le visible et le proche infrarouge.

L’atome ou molécule excité peut également perdre son énergie lors d’une collision avec un autre composé atmosphérique. Cette réaction va dépendre de la concentration en gaz, et du coefficient de réaction correspondant. Cette désexcitation collisionnelle (ou *quenching*) a lieu principalement dans la basse thermosphère, où la densité est plus élevée.

Prenons l’exemple de l’oxygène atomique O (Figure 11), dont sont issues les deux signatures les plus célèbres des aurores : les couleurs verte et rouge. La première est émise aux alentours de 100 km d’altitude tandis que la seconde se trouve plutôt vers 220 km. La raie verte est issue de l’état O^1S , et nécessite un apport d’énergie de 4,17 eV au minimum. La raie rouge est elle issue de l’état O^1D , qui lui nécessite seulement 1,97 eV afin d’être excité. Les raies verte et rouge sont des transitions interdites au sens quadripolaire et dipolaire électrique : la durée de vie de l’état O^1D est donc de 110 secondes (il n’est que de 0,9 secondes pour O^1S).

La densité étant très faible, le libre parcours moyen est assez grand pour permettre la survie de l’état O^1D .

L'oxygène atomique n'est pas le seul constituant de l'atmosphère à

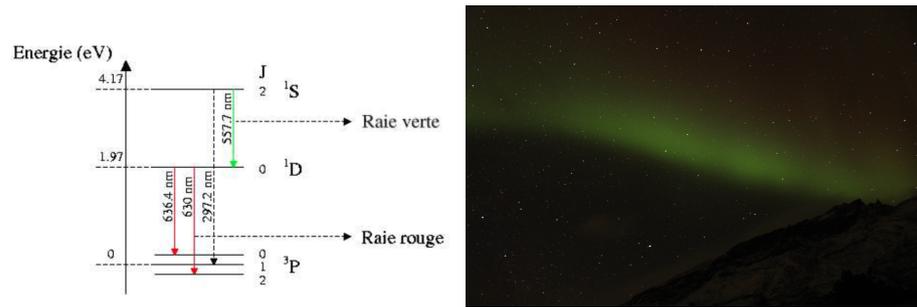


FIGURE 11 – Diagramme d'énergie de l'oxygène à gauche (Culot et al., 2004), et les émissions aurorales correspondantes à droite. Photo prise en mars 2016 à Skibotn, Norvège. On voit très clairement la raie verte à 557 nm issue de l'état O^1S et on distingue la raie rouge à 630 nm issue de l'état O^1D . Il y a aussi une transition directe de O^1S vers le fondamental O^3P dans l'UV, qui a un rapport de branchement de 6% par rapport à la raie verte.

émettre de la lumière, bien qu'il reste le plus visible car le plus abondant aux altitudes considérées. La travail de Culot et al. (2004) a montré que ces émissions atomiques n'étaient pas suffisantes pour servir de traceur précis des activités solaire et géomagnétique dans l'atmosphère. En effet, il a été montré que l'intensité globale de l'aurore varie peu en fonction de l'activité géomagnétique, mais on peut observer une augmentation de l'intensité de 50% lorsque l'activité solaire augmente. Dans les deux cas, l'altitude du pic d'émission varie de moins de 10%. C'est pour cette raison que nous allons nous pencher sur les émissions moléculaires.

1.3 PROBLÉMATIQUE

La météorologie de l'espace est le domaine dédié à l'étude de l'impact de l'activité solaire sur l'environnement terrestre.

C'est dans l'optique de recherche de nouvelles quantités observables pour la météorologie de l'espace que je me suis intéressée aux émissions moléculaires. Celles-ci, et notamment les bandes d'émission ro-vibrationnelles peuvent apporter des informations sur les mécanismes d'excitation, l'énergie incidente et la réponse atmosphérique à cette sollicitation (modification de température, ionisation, ...). Cependant, ce travail étant préliminaire, nous considérerons d'abord les bandes d'émissions vibroniques dans leur intégralité.

Tout d'abord, nous devons modéliser la façon dont la thermosphère absorbe le flux électromagnétique et les précipitations électroniques. Ces interactions sont décrites au moyen de l'équation cinétique stationnaire de transport de Boltzmann. Le Chapitre 2 sera donc consacré à décrire cette équation et les paramètres qui y interviennent, ainsi que le modèle d'émission que nous avons développé.

N_2 compose 80% de l'atmosphère, et peut se dissocier puis se recomb-

ner dans la haute atmosphère pour former la famille des NOx. Ces derniers, et notamment NO, sont des composés minoritaires dans la basse thermosphère. Le Chapitre 3 est dédié à l'étude des variations de production et d'émission des états excités de cette molécule en zone aurorale. J'ai étudié ce sujet en créant une modèle d'émission lumineuses, intégré au code TRANS. Cette molécule est également intéressante pour son rôle destructeur d'ozone stratosphérique, participant alors au changement climatique.

Le second composé azoté sur lequel je me pencherai sera le diazote N₂ et son ion N₂⁺. Ses émissions sont déjà bien documentées, et il est le témoin de l'état de la thermosphère jusqu'à une altitude d'environ 150 km. On constate un manque fort de modélisation et de mesure de ces émissions, et c'est pour cette raison que j'ai également modélisé les émissions de ces molécules en me basant sur le code TRANS. Dans ce cadre deux satellites sont en développement au Centre Spatial Universitaire de Grenoble (CSUG). Le présent travail permet de dimensionner les instruments et de préparer les interprétations des données. En effet, afin de caractériser les besoins scientifiques de ces missions, il a fallu définir quelles étaient les intensités de celles-ci. Cette étude est résumée dans le Chapitre 4.

Le Chapitre 5 sera logiquement dédié à la définition des missions ATISE et AMICal, qui auront pour but l'observation de l'ovale aurorale à grande et petite échelle. ATISE sera un spectromètre observant les aurores sur 6 lignes de visées, permettant alors de reconstruire les profils d'émission des différents composés atmosphériques, et j'ai défini les besoins scientifiques de cette mission. AMICal, composé d'un imageur RGB, aura lui pour but l'observation des structures de l'ovale.

Toujours dans cette optique de recherche de quantités observables, je me suis également intéressée à la polarisation de la lumière aurorale à 427,8 nm, émise par l'ion N₂⁺, et ce travail de mesure et analyses de données est présenté en Chapitre 6.

De nombreuses études ont suivi l'article fondateur de Cartwright et al. (1971), qui sont résumées dans le Chapitre 4.



Skibotn, mars 2017

Totally, best class is definitely satanic rituals.

Harry Potter (Criss et al., 2010)

Sommaire

1.1	Les entrées énergétiques	1
1.1.1	Le soleil et le vent solaire	1
1.1.2	La magnétosphère	3
1.1.3	Les précipitations de particules	4
1.1.4	Le flux solaire	8
1.2	L'atmosphère terrestre	9
1.2.1	La thermosphère	11
1.2.2	L'ionosphère	13
1.2.3	Les processus d'émission	14
1.3	Problématique	16

Ce Chapitre présente la méthode utilisée afin de résoudre l'équation de transport des électrons dans l'atmosphère, et les interactions avec le gaz de celle-ci. Dans un premier temps nous verrons les équations qui régissent ce phénomène, puis nous verrons comment elles ont été utilisées dans le code TRANS. TRANS est un modèle cinétique 1D, permettant de résoudre le transport des électrons avec une approche multi-faisceaux. Je me suis appuyée sur la thèse de [Bernard \(2014\)](#) pour sa rédaction.

2.1 L'IONOSPHERE

L'ionosphère est directement reliée à la magnétosphère par plusieurs processus physiques décrits dans le Chapitre 1. Ce lien fort en fait une fenêtre directe sur les événements se produisant dans l'environnement spatial de la Terre. C'est par cette connexion que vont se créer les phénomènes qui nous intéressent ici, à savoir les émissions lumineuses formant ce que l'on nomme aurore polaire, ou *airglow*, selon les latitudes.

Mais avant d'en arriver là, nous allons d'abord nous intéresser aux mécanismes qui mènent à la création de l'ionosphère. Nous verrons quelles sont les équations qui régissent l'absorption du flux solaire, et celles qui déterminent le transport des électrons.

2.2 MODÉLISER LES ENTRÉES ÉNERGÉTIQUES DANS LA THERMOSPHERE

2.2.1 Les photons EUV

La limite haute des photons EUV est assez mal définie, et va varier selon les auteurs : 100, 121, 125 nm...

La première source d'énergie est celle transmise par les photons solaires dans l'extrême ultraviolet ($10\text{nm} < \lambda < 125\text{nm}$) et dans les rayons X ($< 10\text{nm}$). Elle constitue la première énergie en entrée côté jour dans la thermosphère. Dans le Chapitre 1, nous avons vu que les mesures régulières du flux solaire sont récentes. Cependant, ce n'était pas le cas lorsque TRANS a été conçu et il s'appuie donc sur des modèles semi-empiriques (Tobiska, 1993).

Il existe différents modèles de flux EUV, chacun ayant leurs particularités et avantages. Dans ce travail, nous allons utiliser une combinaison du modèle de Torr & Torr (1985), avec celui de Tobiska (1991).

Le premier consiste en une interpolation linéaire entre des mesures de flux solaire calme ($f_{10.7} = 68$) et élevé ($f_{10.7} = 243$). Cette interpolation est basée sur des "boîtes" d'énergie, certaines correspondant à des raies discrètes, d'autres au continuum.

Quant au second, il est défini à partir de plusieurs mesures satellitaires (OSO, AEROS) du flux solaire, en utilisant l'indice $f_{10.7}$ et sa moyenne sur 81 jours, $\overline{f_{10.7}}$. Il est régulièrement mis à jour avec de nouvelles données, ce qui permet une bonne précision (Tobiska et al., 2000).

Il existe néanmoins des modèles plus récents et plus précis du flux solaire tels que EUVAC (*EUV flux model for Aeronomic Calculations*), par exemple (Richards et al., 1994). Ce modèle est également calculé en utilisant $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$. Il a la particularité de prendre en compte des longueurs d'onde inférieures à 5 nm, et inclut, dans sa dernière version HEUVAC (Richards et al., 2006), des données très récentes de l'instrument SEE (*Solar EUV Experiment*), embarqué sur la mission TIMED (*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics*). Ces modèles sont tous 3 implémentés dans le code de transport que nous utilisons. Dans notre cas, nous pouvons utiliser indifféremment les trois modèles (Barthélemy & Cessateur, 2014).

2.2.2 Les précipitations électroniques

Le second type d'entrée énergétique est les précipitations de particules qui proviennent du vent solaire et de la magnétosphère. La prise en compte de ces précipitations est bien plus complexe que pour le flux UV. En effet, elles sont bien plus variables, à la fois en nombre et en énergie. Elles nécessitent ainsi des mesures *in situ* (instruments embarqués sur une fusée par exemple), pour avoir connaissance de leur spectre mais également de leur distribution angulaire (Rees, 1989).

On peut séparer ces précipitations en trois types : Les SPE (*Solar Protons Event*), les électrons énergétiques provenant de la ceinture de radiation de Van Allen, et les précipitations d'électrons auroraux, issus de la couche de plasma. La Figure 12 résume les énergies typiques des particules selon

l'évènement correspondant ainsi que les altitudes et taux d'ionisation typiques correspondants (Lilensten et al., 2015).

Les SPE proviennent de grandes éruptions solaires et d'éjections de masse coronale (CME). Lorsqu'une CME impacte la Terre, les protons à haute énergie pénètrent dans l'atmosphère au niveau des pôles (au-dessus de 60° , dans les deux hémisphères). Ceci provoque un fort taux d'ionisation dans la haute stratosphère et la mésosphère. Ces évènements sont peu fréquents, mais plus probables durant les périodes de maximum solaire. Lorsque cela arrive, l'impact dans l'atmosphère dure une dizaine de jours. Ces évènements profitent d'une bonne couverture observationnelle, avec des satellites géostationnaires et de basse orbite, permettant de comprendre comment et où ils vont interagir avec la Terre (Seppälä et al., 2015).

Les électrons auroraux ont une énergie plus faible et vont impacter l'atmosphère dans une bande comprise généralement entre 67° et 77° de latitude, autour des pôles : c'est ce que l'on nomme les ovales auroraux. Ils vont agir sur la basse thermosphère, avec un pic d'ionisation autour de 110 km d'altitude. Ils vont également exciter les gaz neutres et ionisés, créant ainsi les aurores polaires. Ces précipitations sont continues, et vont varier au jour le jour. Elles sont mesurées de part des satellites, mais également via des installations terrestres.

Les précipitations électroniques de haute énergie vont ioniser l'atmosphère dans les latitudes comprises entre 55° et 75° , se superposant avec les ovales auroraux, et proviennent des ceintures de radiations. Durant les orages magnétiques (et les jours suivants), le nombre d'électrons va augmenter, et ce pour toutes les énergies. L'ionisation résultante se situera donc de la mésosphère jusqu'à 50 km d'altitude. Ce type d'évènement est plus fort en terme d'énergie injectée que les précipitations aurorales, mais moins que les SPE. Cependant, ils sont plus fréquents que ces derniers. C'est pour ce dernier type de précipitations que les données manquent, créant une grande incertitude sur celles-ci (Seppälä et al., 2015).

Dans ce manuscrit, je me consacrerai uniquement à l'étude que vont avoir les précipitations électroniques (aurorales et de haute énergie) sur la haute atmosphère terrestre. Nous mettrons donc les SPE et les protons de manière générale de côté, car nous nous intéressons à la thermosphère, qui n'est pas leur zone d'action principale (Simon, 2006).

Dans notre modèle, nous supposons la distribution énergétique des électrons précipitant comme étant maxwellienne, paramétrée par son énergie moyenne E_0 et son énergie totale intégrée entot.

Dans les prochains paragraphes nous allons étudier en détail les différents processus liés aux entrées énergétiques.

On note que plus un électron est énergétique, plus il pénétrera profondément dans l'atmosphère

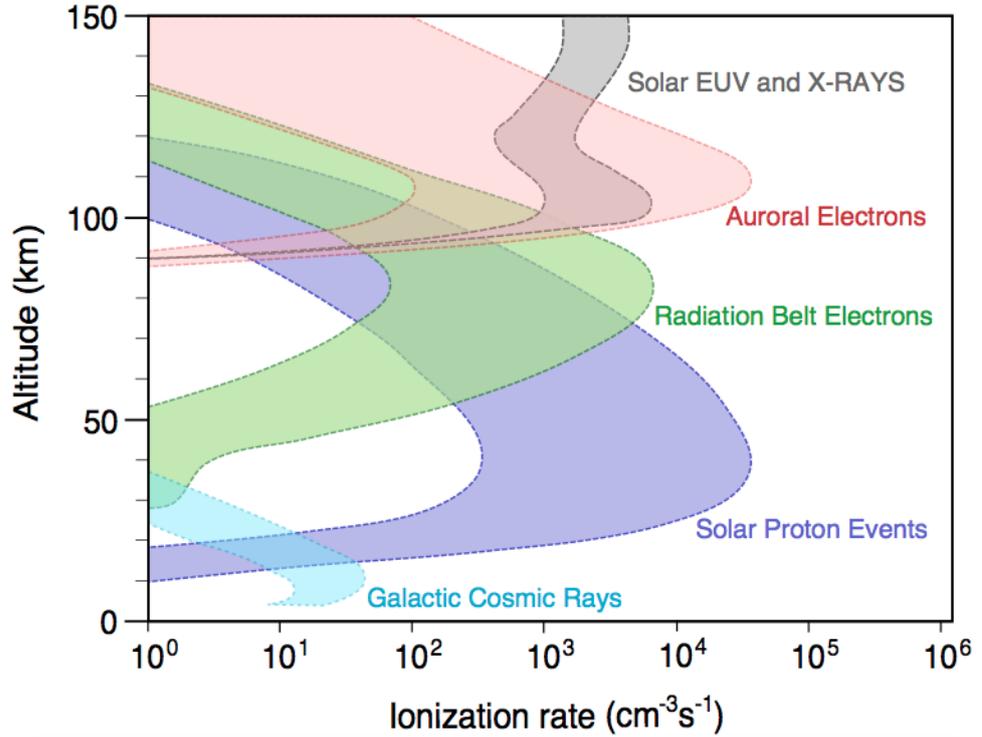


FIGURE 12 – Représentation de l'amplitude et des altitudes des différentes sources d'ionisation atmosphériques (Lilensten et al., 2015).

2.3 LA PHOTO-IONISATION

Les photons énergétiques vont interagir avec le gaz neutre par plusieurs processus décrits dans le Chapitre précédent. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la géométrie de ces interactions et voir comment calculer la production dite primaire.

2.3.1 Loi de Beer-Lambert

A une altitude z donnée, le flux solaire entrant à une longueur d'onde λ va être partiellement atténué. Pour un milieu optiquement mince ($\tau < 1$), l'atténuation du faisceau lumineux $I(z, \lambda)$ est donnée par la loi de Beer-Lambert, une des solutions du transfert radiatif :

$$dI(z, \lambda) = -I_{\infty} \sigma(\lambda) n(z) ds \quad (2.1)$$

avec I_{∞} le flux solaire à l'infini, $n(z)$ la concentration de molécules dans le milieu traversé en particules. cm^{-3} , $\sigma(\lambda)$ la section efficace d'absorption à λ donné (cm^2) et ds l'abscisse curviligne.

2.3.2 Géométrie du problème

On se place dans le cadre de l'approximation d'une atmosphère plan-parallèle. Dans ce cas, si le rayon incident n'est pas perpendiculaire aux couches d'atmosphère, la distance parcourue par celui-ci est $ds = \sec\chi(z) dz$, où $\chi(z)$ est l'angle solaire zénithal. Il va varier avec l'altitude considérée, mais également avec la latitude et longitude, comme montré sur la Figure 13.

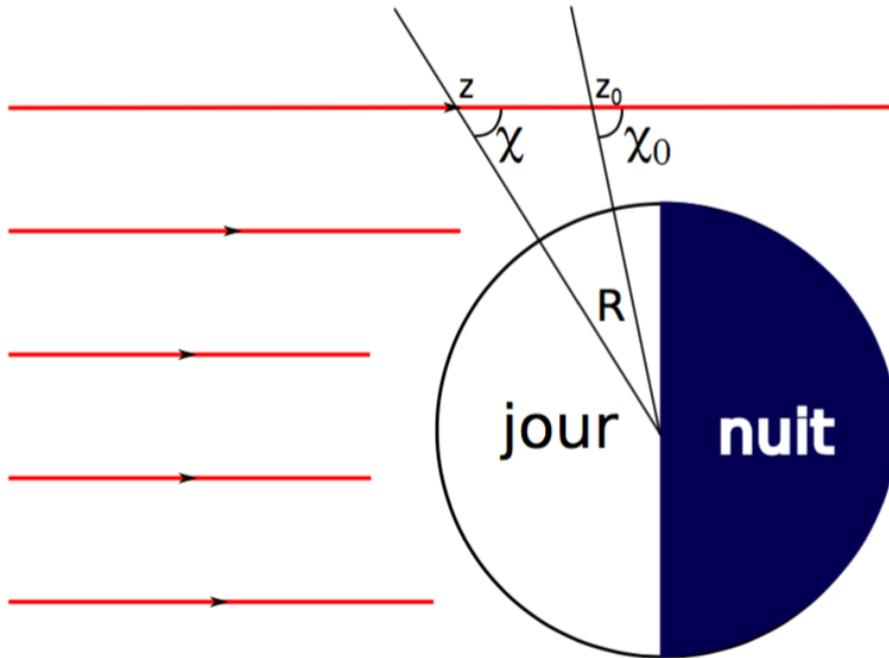


FIGURE 13 – Géométrie adoptée pour le calcul de l'atténuation du flux solaire. On voit que l'angle solaire zénithal est différent selon la verticale du lieu considéré. On notera que $\chi = 0^\circ$ lorsque le soleil est au zénith et $\chi = 90^\circ$ lorsqu'il est à l'horizon (Bernard, 2014).

Par intégration de l'équation 2.1, on obtient :

$$I(z, \lambda) = I_\infty(\lambda) \exp(-\tau(\lambda, \chi, z)) \quad (2.2)$$

où $I_\infty(\lambda)$ est l'intensité du rayon incident (non atténué) et $\tau(\lambda, \chi, z)$ est la profondeur optique.

L'atmosphère de la Terre étant constituée de plusieurs composants, la profondeur optique va être définie par :

$$\tau(\lambda, \chi, z) = \sum_j \sigma_j(\lambda) \int_z^\infty n_j(z') \sec\chi(z') dz' \quad (2.3)$$

où $\sigma_j(\lambda)$ est la section efficace d'absorption totale de l'espèce j à la longueur d'onde λ , et $n_j(z)$ la concentration de cette espèce à l'altitude z .

La Figure 13 et Rees (1989) nous permettent alors de calculer :

$$\frac{\sin\chi}{R+z_0} = \frac{\sin\chi_0}{R+z} \quad (2.4)$$

d'où on peut tirer :

$$\sec\chi = \left[1 - \left(\frac{R+z_0}{R+z} \right)^2 \sin^2\chi_0 \right]^{-1/2} \quad (2.5)$$

Avec cette expression, l'équation 2.2 devient plus difficile à résoudre. De nombreuses manières analytiques et numériques ont été proposées afin de résoudre cette équation, sous le terme de fonction de Chapman. Une solution analytique a été approchée par Smith & Smith (1972) et est implémentée dans le code pour évaluer cette fonction. Cependant, elle peut être approximée au premier ordre (pour $\chi < 75^\circ$) à la valeur de $\sec\chi$. Cette approximation n'est valable que dans le cas des atmosphères denses, et dans le cas de températures atmosphériques peu élevées (Bernard, 2014).

2.3.3 Production primaire

Pour le calcul de la photoproduction primaire totale $P_{\text{prim}}(z, \lambda)$ (particules $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), seule l'ionisation va nous intéresser. Nous remplaçons alors la section efficace globale par celle d'ionisation :

$$P_{\text{prim}}(z, \lambda) = \sum_{\text{sp}} \sum_{\text{st}} n_{\text{sp}}(z) \int_0^{\lambda_{\text{sp}}} I(z, \lambda) \sigma_{\text{sp, st}}^i(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

avec $n_{\text{sp}}(z)$ la concentration de l'espèce sp à une altitude donnée et $\sigma_{\text{sp, st}}^i(\lambda)$ la section efficace d'ionisation de l'espèce sp dans un état st

Cette équation nous donne la production d'ions globale à une altitude donnée z . Pour obtenir la production d'électrons, il faut multiplier ce chiffre par le nombre d'électrons produits par réaction (qui peut être différent de 1 dans le cas d'ionisations multiples).

Il est nécessaire de connaître la distribution en énergie des photoélectrons primaires afin de calculer le transport de ceux-ci. Nous partons de l'hypothèse que, lors d'une collision, l'électron produit va emmener l'excédent d'énergie (le rapport de masse de l'électron et de l'ion produit justifie cette hypothèse). Le photoélectron produit par ionisation photonique aura alors une énergie cinétique $E' = E - W_{\text{st}}$ où W_{st} est le potentiel d'extraction de l'électron lorsque l'ion est produit dans l'état st .

2.4 TRANSPORT CINÉTIQUE DES ÉLECTRONS

Les photoélectrons et électrons précipités sont regroupés sous le terme d'électrons primaires. Ceux-ci vont subir un transport le long des lignes de champ magnétique et interagir avec l'atmosphère. Afin de calculer le transport des électrons, il faut appliquer l'équation de Boltzmann.

2.4.1 Equation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann est une fonction de distribution des particules définie dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. L'évolution du système est décrite en utilisant la continuité de la fonction de distribution. Le nombre total de particules N dans le système est alors l'intégrale sur le volume total de l'espace des phases Ω de la fonction de distribution :

$$N = \int_{\Omega} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\Omega \quad (2.7)$$

L'évolution du système est alors décrite en écrivant l'équation de continuité de la fonction de distribution :

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} = Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.8)$$

où $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction dite "source", qui regroupe à la fois les termes de diffusion et les termes de création (photo-ionisation ou impact électronique) et de perte (recombinaison).

Dans notre cas, le système est soumis à des forces non-conservatives. On doit alors appliquer l'équation de Boltzmann non-conservative (Stamnes & Rees, 1983b) :

$$\frac{df(\vec{r}, \vec{v}, t)}{dt} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \frac{\vec{F}}{m} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.9)$$

où \vec{F} est une force conservative s'appliquant aux particules possédant une masse.

2.4.2 Interactions entre le flux incident et les constituants de l'atmosphère

Dans cette modélisation du transport d'électrons, il y a deux types d'interactions à prendre en compte :

- Les interactions avec les constituants lourds de l'atmosphère (atomes, molécules, ions). Elles sont contenues dans le terme source $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Il s'agit des diffusions élastiques et des diffusions inélastiques (excitation et ionisation-excitation), conduisant à une modification en position, vitesse, énergie et nombre des électrons du flux incident.
- Les interactions avec les électrons thermalisés. L'ionosphère possède une certaine densité d'électrons dits thermalisés, c'est-à-dire à l'équilibre thermodynamique (présentant un profil de vitesse maxwellien, et une température cinétique telle que définie selon la statistique des gaz). Les électrons primaires et secondaires, non thermalisés, ont typiquement des énergies supérieures à l'énergie thermique du fond ambiant : ils sont dits suprathermiques. Ils vont alors subir des forces de friction coulombiennes par le fond thermalisé conduisant à une perte d'énergie progressive jusqu'à l'équilibre thermodynamique, et deviennent alors thermalisés.

La prise en compte de cette thermalisation par le fond ambiant se fait à travers l'approximation des pertes continues, qui introduit une fonction de friction $L(E)$ pour tenir compte de l'ensemble des interactions coulombiennes. La force dissipative présente dans l'équation 2.9 est alors (Stamnes & Rees, 1983b) :

$$\vec{F} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v} \quad (2.10)$$

où n_e est la densité des électrons thermiques et E est l'énergie de l'électron suprathermique.

Dans le code de transport cinétique TRANS, la fonction implémentée est l'expression proposée par Swartz et al. (1971) et recommandée par Stamnes & Rees (1983a) :

$$L(E) = \frac{3,37 \cdot 10^{12}}{\bar{E}^{0,94} n_e^{0,03}} \left(\frac{E - E_{th}}{E - 0,53 E_{th}} \right)^{2,36} \quad (2.11)$$

où E_{th} est l'énergie thermique des électrons ambiants ($E_{th} = k_b T_e$) exprimée en eV. L'équation de Boltzmann 2.9 devient donc :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{n_e}{m_e} L(E) \frac{\vec{v}}{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \frac{\delta f}{\delta t} |_{coll} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.12)$$

où l'on a séparé le terme source en deux termes, l'un faisant explicitement référence aux collisions, l'autre aux sources à proprement parler.

Pour des électrons suprathermiques, la fonction de distribution n'est pas

explicitement connue, et il est judicieux d'utiliser le flux $\Phi_e(\vec{r}, E, \vec{u}, t)$ qui est une grandeur mesurable. Pour passer de l'un à l'autre, on utilise le changement de variable $\Phi_e(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = \frac{v^2}{m_e} f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ donné par [Stamnes & Rees \(1983a\)](#) et détaillé dans [Gronoff \(2009\)](#). L'équation 2.12 devient alors, en omettant les arguments du flux :

avec $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$ la direction du flux d'électrons

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \Phi_e - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e) = \frac{v}{m_e} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \quad (2.13)$$

2.4.3 Hypothèses du modèle

Cette équation complexe 2.13 peut néanmoins se simplifier grâce à quatre hypothèses importantes :

- Hypothèse de stationnarité : On suppose que les flux décrits sont stationnaires dans le temps. Cette hypothèse est cohérente car les temps caractéristiques des paramètres atmosphériques sont très petits devant celui de variation du flux solaire.
- Hypothèse d'une atmosphère plan-parallèle : On suppose que la stratification de l'atmosphère se fait de manière perpendiculaire à la verticale du lieu.
- On suppose qu'il n'y a pas de champ électrique macroscopique et que les lignes de champ magnétique sont perpendiculaires à l'atmosphère.
- On travaille dans l'approximation de centre-guide, dans laquelle le mouvement des particules est assimilé à celui de leur centre de gyration.

On peut ainsi simplifier l'équation 2.13, et elle devient :

$$\mu \frac{\partial \Phi_e(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi_e(z, E, \mu)) = Q'(z, E, \mu) \quad (2.14)$$

où μ est le cosinus de l'angle θ entre la direction du champ magnétique et la direction d'attaque des électrons, et où $Q'(z, E, \mu) = \frac{v}{m} Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$.

Ceci est valide car le rayon de Larmor est très inférieur aux dimensions caractéristiques de l'ionosphère. On peut aussi noter que cela devient faux pour les particules de haute énergie, comme les protons issus des SEP, ou alors lorsque le champ magnétique planétaire devient faible.

2.4.4 Production secondaire

La production secondaire se calcule alors très simplement, en utilisant le flux d'électrons $\phi(z, E, \mu)$ calculé par l'équation de Boltzmann.

$$P_{sec}(z) = 2\pi \sum_{sp} \sum_{st} n_{sp}(z) \int_{-1}^1 \int_E^{\infty} \phi(z, E', \mu') \sigma_{sp,st}^{i,el}(E') dE' d\mu' \quad (2.15)$$

avec :

- $\sigma_{sp,st}^{i,el}(E')$ la section efficace d'ionisation par impact électronique d'une espèce sp dans un état st à l'énergie E'

Il est intéressant de noter que la production totale correspond à la somme des productions primaires et secondaires, de nouvelles précipitations du vent solaire arrivant continuellement (hypothèse de stationnarité de l'équation de Boltzmann). Cela implique des variations dans les entrées plus lentes que les échelles de temps de mise à l'équilibre.

Ici, nous nous sommes intéressés à la production d'ions à partir de l'atmosphère neutre car c'est via ces processus que va se créer l'ionosphère. Désormais, nous nous intéresserons à la production d'états excités de molécules, pouvant mener à des émissions lumineuses. Il suffit de remplacer les sections efficaces correspondantes dans les équations précédentes pour obtenir les productions associées. Dans les sections suivantes, nous verrons rapidement ce qu'est une section efficace, et comment sont calculées les émissions lumineuses.

2.5 COLLISIONS ET SECTIONS EFFICACES

Les collisions peuvent être de plusieurs types. On parle de collision élastique lorsque l'énergie cinétique et la quantité de mouvement linéaire sont conservés entre l'électron incident et sa cible. L'énergie totale est conservée. Si l'un des deux constituants subit des modifications d'énergie interne, on parle alors de collision inélastique. Enfin, lorsqu'une collision mène à la création d'une nouvelle espèce, on parle de collision réactive (Rees, 1989).

2.5.1 Collision élastique

Les collisions élastiques vont contraindre les propriétés de transport des neutres et des ions dans l'atmosphère, telles que la diffusion, la viscosité et la conduction. Le transport des électrons auroraux dépend de ce type de collision. Le mouvement des neutres va être caractérisé par la température et les vents, tandis que celui des ions et électrons va en plus dépendre du champ électrique local et du champ magnétique.

La probabilité d'interaction va dépendre de la vitesse relative entre les 2 constituants et de la géométrie de collision. Le lien entre cette probabilité et ces deux paramètres est assuré par la section efficace.. Une section efficace différentielle $\sigma(E, \theta, \phi)$ dépend de l'énergie relative E , tandis que θ et

ϕ sont les directions de diffusion possibles dans un angle solide. Si le milieu est isotrope, toutes les directions ont la même probabilité. Une section efficace totale s'exprime donc par $\sigma(E) = 2\pi \int_0^\pi \sigma(E, \theta) \sin\theta d\theta$. Comme on peut le voir, une section efficace va majoritairement varier avec l'énergie de l'électron incident. Nous allons donc avoir besoin d'une gamme de sections efficaces, selon différentes énergies. Les données expérimentales étant limitées, j'extrapole celles-ci par le biais d'une décroissance logarithmique dans les hautes énergies. Ces extrapolations sont justifiées par la théorie semi classique de [Inokuti \(1971\)](#) et permettent d'assurer de ne pas avoir de sections efficaces négatives ou artificiellement nulles. Cette extrapolation peut amener à des approximations qui ne sont pas critiques ici, l'important étant l'ordre de grandeur des sections efficaces.

Les sections efficaces avec lesquelles nous avons travaillé sont comprises en moyenne entre 10^{-19} et 10^{-16} cm^{-2} .

2.5.2 Collision inélastique

Le changement d'énergie interne va se traduire par une variation des nombres quantiques associés à l'état du système, et est causé par la perturbation liée à la collision. Pour une molécule, ceci va correspondre à une transition vibrationnelle, rotationnelle, d'état électronique ou du continuum. Pour les atomes, seuls les changements d'états électroniques seront pris en compte. C'est ce type de collisions qui nous intéresse ici, car elles seront à l'origine des émissions aurorales.

2.6 EMISSIONS LUMINEUSES

De manière générale, modéliser le rayonnement revient à calculer le taux d'émission volumique η ($\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$). Il peut être calculé pour une transition donnée tr donné grâce à l'équation suivante :

$$\eta_{\text{tr}} = A_{\text{tr}} \cdot \frac{\sum_i P_{i,\text{st}}}{\sum_j L_{j,\text{st}} + A_{\text{tot}}} \quad (2.16)$$

où η_{tr} est le taux d'émission volumique par une transition tr, A_{tr} le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la transition associée (s^{-1}), A_{tot} est la somme des coefficients d'Einstein associés à cet état, $P_{i,\text{st}}$ regroupe les productions de l'état st ($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$), $L_{j,\text{st}}$ est le coefficient de pertes non radiatives (ou *quenching*) (s^{-1}).

Les productions peuvent être dues à des phénomènes divers : diffusion résonante, photodissociation, réaction chimique, impact électronique ... Dans notre cas, on considère que les pertes ne peuvent être dues qu'à deux processus : la désexcitation par émission d'un photon, soit une perte radiative, ou bien la désexcitation par collision avec une autre molécule ou

un même état peut se désexciter radiativement de plusieurs manières différentes

On ne prendra pas en compte ici le processus d'émission stimulée.

atome, c'est-à-dire une perte non radiative.

2.6.1 Les productions

La production par impact électronique a déjà été décrite précédemment, mais il existe également la production par cascade, où les photons émis par un état supérieur vont venir peupler un autre état électronique. La prise en compte de celles-ci se fait simplement par l'ajout du taux d'émission volumique correspondant dans la somme des productions.

2.6.2 Les pertes radiatives

Les pertes radiatives s'expriment par les coefficients d'Einstein. Ces coefficients correspondent à la probabilité, par unité de temps, qu'un atome (ou molécule) passe d'un niveau excité à un niveau inférieur. Ces coefficients sont calculés de manière numérique ou peuvent être mesurés.

Les coefficients d'Einstein varient pour chaque état, mais également selon chaque transition vibrationnelle et rotationnelle, mais ils ne dépendent pas des conditions extérieures.

Il est parfois possible que les coefficients d'Einstein Λ_{tr} et Λ_{tot} soient égaux car il n'y a qu'un seul chemin de désexcitation possible pour un état étudié. Dans un cas où les pertes non radiatives sont négligées (ou n'ont pas lieu d'être), on a donc $\eta = P_{exc}$.

2.6.3 Les pertes non radiatives

Les pertes non radiatives (ou *quenching*) correspondent à la désactivation collisionnelle de l'état correspondant. Elles dépendent de la concentration du milieu en chaque espèce chimique et du coefficient de réaction k_x , différent pour chaque atome et molécule.

Afin de déterminer si du *quenching* peut se produire ou non, il faut comparer le libre parcours moyen de notre atome ou molécule avec la durée de vie de notre état considéré ($\frac{1}{\Lambda_{tot}}$). Le libre parcours moyen est lui défini par l'équation $l = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi d^2 p}$, avec k_B la constante de Boltzmann, T la température (K), d le diamètre des particules (m) et p la pression (Pa).

2.7 TRANS

Maintenant que l'équation est établie, nous pouvons la résoudre numériquement. C'est dans ce but que le noyau du code TRANS a été développé par [Lilensten \(1989\)](#), afin d'étudier l'ionisation de l'atmosphère par im-

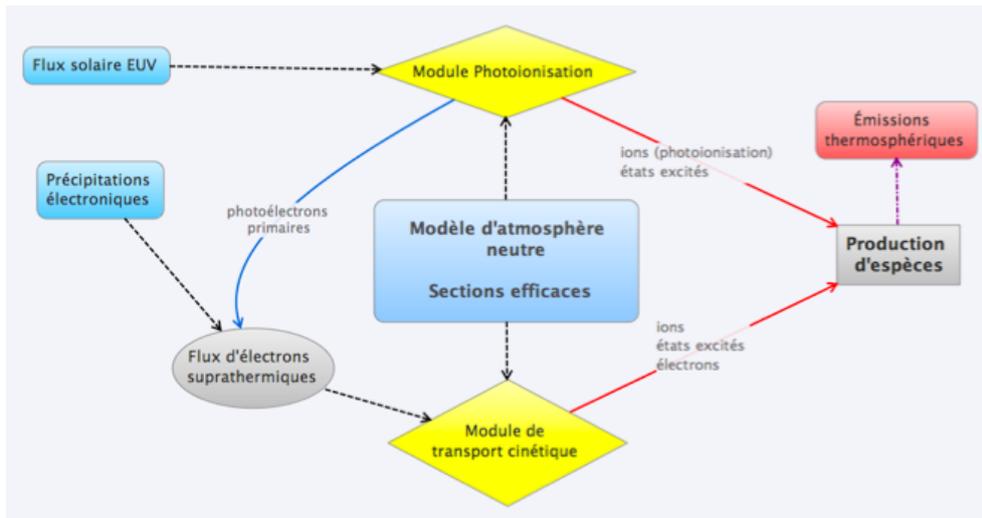


FIGURE 14 – Schéma synoptique du fonctionnement de TRANS. En bleu sont notées les entrées du modèle. En jaune, les modules de calcul vont résoudre les équations présentées dans les paragraphes précédents. Ceux-ci vont nous permettre de calculer les émissions thermosphériques, indiquées par le bloc rouge. (Bernard, 2014)

pact électronique. Il a ensuite été remanié plusieurs fois, notamment avec l'ajout d'une partie transport fluide (Lilensten & Blelly, 2002), ou le couplage avec les précipitations de protons (Simon, 2006). Il a également été adapté afin de résoudre cette équation pour de nombreux corps du système solaire : Mars, Vénus (Witasse, 2000), Titan (Gronoff, 2009), Jupiter, Uranus (Barthélemy et al., 2014) et les exoplanètes (Ménager, 2011).

Le fonctionnement du code cinétique est décrit dans Lilensten & Blelly (2002). Une représentation synoptique de son fonctionnement est visible à la Figure 14. Nous allons ici redonner certaines hypothèses du modèle déjà évoquées et préciser certains points de la méthode utilisée pour résoudre le transport des électrons.

non utilisée ici

2.7.1 Hypothèses du modèle

Le code TRANS est un code cinétique 1D, qui résout l'équation de transport selon certaines hypothèses :

- L'atmosphère est supposée plan-parallèle, stratifiée perpendiculairement à la verticale du lieu considéré.
- L'état de l'ionosphère est supposé stationnaire. Ceci est justifié par la comparaison des temps caractéristiques d'absorption des électrons suprathermiques avec les variations des sources primaires.

- Le mouvement des particules chargées se fait dans le cadre de l'approximation centre-guide : le mouvement d'une particule chargée est assimilé à celui de son centre de gyration. Ceci nécessite des rayons de Larmor petits devant les dimensions caractéristiques de la simulation.
- Les autres forces macroscopiques, comme les champs électriques ou la pesanteur, sont négligées.
- La perte d'énergie des électrons suprathermiques dans le fond ambiant thermalisé est calculée dans le cadre de l'approximation des pertes continues, via la fonction de friction $L(E)$.
- Une approximation est faite dans le traitement des collisions inélastiques, puisqu'on considère que l'électron incident n'est pas dévié, tandis que la répartition des électrons secondaires produits est supposée isotrope. Lummerzheim & Liliensten (1994) ont montré que cette hypothèse n'avait pas d'influence notable sur les résultats. En revanche, la déflexion anisotrope des électrons dans les collisions élastiques est bien prise en compte, par l'intermédiaire des coefficients de Porter (Porter et al., 1987).
- L'énergie cinétique du fragment d'ionisation est négligée, l'énergie de l'électron incident (diminué du seuil d'ionisation) est répartie entre celui-ci et l'électron secondaire via une section efficace différentielle fonction de l'énergie incidente, de l'énergie du secondaire et de la valeur du seuil d'ionisation (Simon, 2006). Cette section efficace est par ailleurs modifiée pour tenir compte de la structure de la grille d'énergie.

2.7.2 Méthode de résolution de l'équation de transport

Une fois que l'on connaît les termes sources, l'équation de Boltzmann devient formellement analogue à une équation de transfert radiatif pour un milieu plan-parallèle :

$$\mu \frac{\partial I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)}{\partial \tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) - S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi) \quad (2.17)$$

avec l'angle azimuthal ϕ , μ le cosinus de l'angle polaire, $I_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)$ l'intensité spécifique à l'épaisseur optique τ_λ et $S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \phi)$ la fonction source.

L'équation de transfert radiatif est une des équations les plus fondamentales de l'optique, et a de fait été longuement étudiée (en particulier en astrophysique et planétologie, où la lumière est la seule information qui nous provient d'un objet). Plusieurs méthodes de résolution ont été développées, notamment la méthode dite des ordonnées discrètes introduite

par Chandrasekhar (1960). Stamnes et al. (1988) ont montré que cette méthode pouvait être implémentée pour résoudre numériquement l'équation de transfert, en divisant le milieu plan-parallèle en couches homogènes. Cet article met à disposition la routine FORTRAN nommée DISORT (*Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium*), et est utilisé dans TRANS pour résoudre l'équation de transport. L'une des forces de TRANS par rapport à d'autres codes de transport cinétique est qu'il est multi-faisceaux, c'est à dire que plusieurs angles d'attaque sont pris en compte.

2.7.3 Dégradation en énergie

Un autre problème résolu dans le code est celui de la dégradation en énergie (c'est-à-dire le calcul de la perte d'énergie d'un électron incident après interaction avec un atome ou une molécule de l'atmosphère neutre). En effet, tout le problème est d'arriver à conserver l'énergie et le nombre de particules, sachant que les processus de perte d'énergie sont discrets et que la grille de calcul en énergie est aussi discrétisée. La méthode la plus simple pour garantir la conservation de l'énergie serait d'adopter une grille d'énergie la plus fine possible (l'erreur sur la perte d'énergie de l'électron serait alors de l'ordre de la largeur d'une cellule d'énergie). Mais cette solution n'est pas envisageable, car le spectre en énergie des électrons couvre une trop large gamme (de 0,1 eV à plusieurs centaines de keV), ce qui conduirait à introduire un bien trop grand nombre de cellules d'énergie, et ne serait pas viable d'un point de vue de temps de calcul. La méthode retenue ici est celle de Swartz (1985). Elle consiste à modifier artificiellement les sections efficaces des processus électroniques (excitation, ionisation) pour tenir compte de la largeur de grille. Par ailleurs, Swartz (1985) montre que la meilleure solution pour la discrétisation en énergie consiste à utiliser une grille à pas non constant, dont la largeur augmente rapidement avec l'énergie (par exemple, une croissance exponentielle ou loi de puissance).

Le code TRANS ne prend pas en compte la composante temporelle, contrairement à son homologue fluide, TRANSCAR. De plus, la modélisation étant 1D, elle ne peut pas retranscrire toutes les nuances des émissions aurorales, avec par exemple le rôle des courants horizontaux (aux alentours de 110 km). L'idée d'un TRANS 3D est à l'étude, et sera sans doute l'objet d'une prochaine thèse dans l'équipe. Ici, nous nous plaçons donc dans l'optique d'une première approche concernant ces émissions.

2.7.4 Les émissions lumineuses

Une grosse partie de mon travail a été de créer et d'intégrer un module de calcul pour les émissions lumineuses des molécules que j'ai étudiées,

NO, N₂ et N₂⁺, à ce code déjà existant. Les équations utilisées sont décrites dans les Chapitres suivants, ainsi que dans les Annexes 2 et 3. J'ai également effectué quelques modifications sur celui-ci, notamment dans la partie générant les données de l'atmosphère neutre, et également dans les bases de données regroupant les sections efficaces.

SYNTHÈSE

- ✓ Le flux solaire et l'état de l'atmosphère sont modélisés en fonction des indices A_p et $f_{10.7}$.
- ✓ Nous supposons des précipitations électroniques ayant une distribution maxwellienne, caractérisée par son énergie caractéristique E_0 et son énergie intégrée.
- ✓ TRANS est un code 1D résolvant l'équation de Boltzmann pour le transport de ces électrons dans la haute atmosphère terrestre.
- ✓ Ce modèle suppose plusieurs hypothèses, dont l'approximation plan-parallèle, une ionosphère supposée stationnaire, l'approximation centre-guide et on néglige les forces macroscopiques.
- ✓ Les sections efficaces de collisions sont recalculées en fonction de la grille d'énergie choisie, et ce en fonction du flux électronique précipitant.



Skibotn, décembre 2014

Hodor.

Hodor (Martin, 1996)

Sommaire

2.1	L'ionosphère	19
2.2	Modéliser les entrées énergétiques dans la thermosphère	20
2.2.1	Les photons EUV	20
2.2.2	Les précipitations électroniques	20
2.3	La photo-ionisation	22
2.3.1	Loi de Beer-Lambert	22
2.3.2	Géométrie du problème	23
2.3.3	Production primaire	24
2.4	Transport cinétique des électrons	25
2.4.1	Equation de Boltzmann	25
2.4.2	Interactions entre le flux incident et les constituants de l'atmosphère	25
2.4.3	Hypothèses du modèle	27
2.4.4	Production secondaire	27
2.5	Collisions et sections efficaces	28
2.5.1	Collision élastique	28
2.5.2	Collision inélastique	29
2.6	Emissions lumineuses	29
2.6.1	Les productions	30
2.6.2	Les pertes radiatives	30
2.6.3	Les pertes non radiatives	30
2.7	TRANS	30
2.7.1	Hypothèses du modèle	31
2.7.2	Méthode de résolution de l'équation de transport	32
2.7.3	Dégradation en énergie	33
2.7.4	Les émissions lumineuses	33

3.1 LE MONOXYDE D'AZOTE ET SES ENJEUX

Le monoxyde d'azote NO est une espèce minoritaire dans la haute atmosphère terrestre.

L'*IPCC Fifth Assessment Report* (Herzberg, 2014) analyse le forçage radiatif sur Terre. Dans ce rapport, le forçage radiatif dû à l'activité humaine

Ce Chapitre est en partie composé des résultats publiés dans Vialatte et al. (2017), disponible en Annexe 1.

est clairement prédominant ($2.29 \text{ W.m}^{-2} \pm 1.1 \text{ W.m}^{-2}$) alors que celui dû à l'activité solaire est bien plus faible (environ $0.05 \text{ W.m}^{-2} \pm 0.05 \text{ W.m}^{-2}$). Lilensten et al. (2015) ont fait une revue de tous les mécanismes possibles par lesquels les variations d'activité solaire peuvent impacter le climat. Parmi ces effets, un chapitre est consacré au NO dans la haute atmosphère (Seppälä et al., 2015). D'après celui-ci, les gaz de la famille des NOx sont produits au-dessus de 30 km d'altitude, dans la haute-stratosphère, mésosphère et thermosphère via l'ionisation du gaz neutre ambiant, celui-ci incluant donc NO. Les NOx sont connus pour avoir une durée de vie allant jusqu'à plusieurs mois côté nuit, et de quelques jours seulement en présence de flux solaire (Minschwaner & Siskind, 1993). Le principal mécanisme de destruction se fait via la photo-absorption. De ce fait, ils restent plus longtemps dans l'atmosphère durant la nuit polaire. Les NOx seront transportés horizontalement et verticalement, entraînant NO dans la stratosphère, où il deviendra un acteur de la destruction de l'ozone (Johnston, 1971). L'influence des NOx sur la chimie atmosphérique est discutée dans Rozanov et al. (2012).

La stratosphère s'étend de 20 à 50 km, la mésosphère de 50 à 80 km, et la thermosphère se situe elle au-dessus de 80 km.

Pendant, la production de NO excité (NO^*) n'a été que peu discutée jusqu'à maintenant. L'excitation et l'ionisation vont changer la réactivité de l'espèce et donc accélérer ou ralentir les processus de destruction.

L'étude du comportement d'une espèce dans la haute atmosphère aurorale peut se réaliser via l'observation de ses émissions lumineuses. Ainsi, en plus de la production de NO excité, nous avons également étudié celles-ci et leur observabilité. En effet, comme nous allons le voir, les pôles et donc les zones aurorales aux altitudes thermosphériques sont un lieu favorable à la production de NO excité.

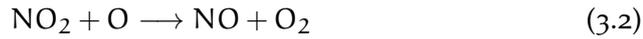
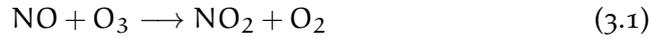
3.1.1 Enjeux climatiques

On l'a vu dans le Chapitre précédent, les précipitations électroniques vont augmenter le taux d'ionisation dans l'atmosphère. Ceci va mener à la création de la famille de NOx, composée de N, NO et NO_2 . Cette famille de gaz va affecter l'ozone, via des cycles de réactions catalytiques, où l' O_3 sera détruit, mais pas son catalyseur. Le rôle de cette famille dans l'atmosphère a été découvert dans les années 1970 (Crutzen et al., 1975), menant à un prix nobel chimie dans les années 1990. Mais c'est seulement au XXI^{ème} siècle qu'a été comprise la production de NOx via impact électronique, grâce à l'avènement des observations par satellites. C'est donc en même temps qu'a été compris l'impact que cette famille de gaz allait avoir sur l'ozone dans la stratosphère, mésosphère et thermosphère (Funke et al., 2011).

Parfois, la famille NOy définie par Brasseur & Solomon (2005) peut être utilisée. En plus des NOx, elle contient des espèces réservoirs comme N_2O_5 ou HNO_3 . Les NOx ont une longue durée de vie côté nuit. Ceci implique qu'en conditions polaires, l'hiver, les précipitations électroniques procurent des conditions idéales pour la production et le maintien de

Le terme espèce réservoir est utilisé pour des molécules ayant une longue durée de vie chimique dans l'atmosphère, et en lesquelles les autres membres de leur famille vont être progressivement convertis.

NO_x dans l'atmosphère. Leur durée de vie durant l'hiver polaire étant de quelques mois, les transports verticaux et horizontaux sont très importants, et il en est donc de même sur le potentiel impact sur l'ozone. NO va réagir avec O₃ via plusieurs réactions possibles, dont voici un exemple :



La somme de ces équations est donc $\text{O} + \text{O}_3 \longrightarrow 2\text{O}_2$. L'O₂ ainsi produit requiert la présence de flux solaire pour se dissocier en O, puis reformer de l'O₃ par la suite. La Figure 15 récapitule ces réactions pour l'ensemble des NO_x.

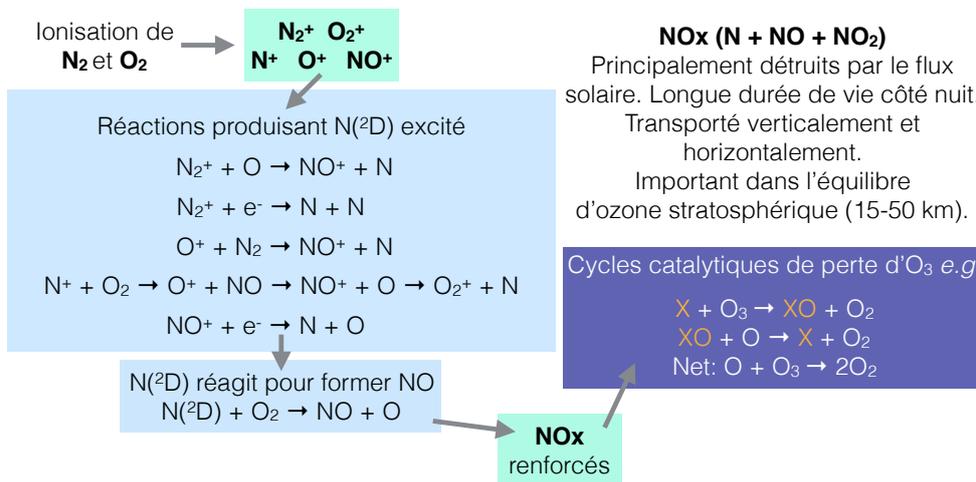


FIGURE 15 – Schéma récapitulatif de la production de NO_x par précipitations de particules et l'impact postérieur sur l'ozone. X peut être n'importe lequel des gaz de la famille des NO_x. D'après (Seppälä et al., 2015).

Durant les épisodes de précipitations intenses, l'impact indirect immédiat peut atteindre 80 à 90% de perte d'ozone dans la mésosphère et 40 à 50% dans la stratosphère.

On le voit, le manque de flux solaire dans la nuit polaire peut amener à une accumulation de NO. Dans ces conditions, il va être transporté horizontalement (via des vents) et par une descente atmosphérique à grande échelle. Dans l'hémisphère d'hiver, de forts vents sont formés autour du pôle. Ces vents, nommés *polar night jet* s'étendent de la stratosphère à la mésosphère, isolant alors l'air en son sein du reste de l'atmosphère. On appelle ceci le vortex polaire. Cela provoque donc une forte concentration de NO à cet endroit durant la nuit polaire, et c'est via ce phénomène qu'il

aux alentours de 60°

va être transporté verticalement, et ainsi réagir dans la mésosphère et stratosphère. Le mécanisme de transport est explicité ci-après.

Dans l'hémisphère nord en particulier, la dynamique atmosphérique montre une grande variabilité pendant l'hiver. Une de ces manifestations est le *Sudden Stratospheric Warming* (SSW) qui se traduit, comme son nom l'indique, par une augmentation rapide de la température dans la basse stratosphère et un refroidissement de l'air situé dans la haute stratosphère. Ceci s'accompagne d'un affaiblissement et parfois d'une inversion de direction du vent du *polar night jet*, permettant alors le mélange de l'air polaire avec celui de plus basses latitudes. Le vortex polaire est ensuite reformé et dans certains cas, la descente d'air — et donc de NO_x — en son sein s'en retrouve accélérée. Le SSW est causé par les contrastes de température entre terre et mer, générant des ondes de Rossby dans la troposphère, se répercutant alors dans la stratosphère.

Comme le taux de NO_x dépend fortement des précipitations électro-
niques, il en sera de même pour ces NO_x descendant dans la plus basse
atmosphère. A part lors de fortes tempêtes solaires, les plus grosses aug-
mentations du taux de NO_x ont été liées au SSW (Randall et al., 2009).
Dans l'hémisphère sud, le vortex est bien plus stable que dans l'hémi-
sphère nord, ce qui implique une descente de NO_x plus stable et continue
durant l'hiver. Il a été estimé qu'à cause de cette stabilité, les NO_y produits
dans l'hémisphère sud contribuent à hauteur de 10 à 30% du budget total
de la mésosphère et stratosphère, tandis qu'ils s'élèvent à moins de 10%
dans l'hémisphère nord.

*Ceci est dû aux circulations
atmosphériques et océaniques.*

En plus de cet impact des NO_x thermosphériques sur l'ozone mésosphé-
rique, les NO_x produits directement dans cette dernière couche peuvent
impacter l'ozone stratosphérique. Les modèles chimico-climatiques ont
montré une diminution de 10 à 20% de l'O₃ pendant plusieurs mois après
un orage solaire (Jackman et al., 2009). Moyennée sur plusieurs années,
cette perte tombe à quelques pourcents.

L'ozone joue un rôle important dans le réchauffement ou refroidisse-
ment de la mésosphère, via l'absorption du flux UV solaire (réchauffe-
ment) ou du flux IR thermique (refroidissement). Si l'équilibre d'ozone
est altéré, il va en résulter un nouvel équilibre atmosphérique, avec des
changements de vents par exemple. Des études chimico-climatiques ont
montré que les changements du taux d'O₃ dans l'atmosphère polaire d'hi-
ver vont mener à des changements dynamiques à travers la stratosphère
et se propager jusqu'à la surface, où le climat polaire régional pourrait
être affecté (Rozanov et al., 2005), (Rozanov et al., 2012), (Seppälä et al.,
2013). Cependant, les détails de ces mécanismes en lien avec des modifica-
tions chimiques ne sont pas encore bien compris. De plus, un changement
climatique régional est forcément issu d'une combinaison de facteurs, et
la contamination d'un signal spécifique est possible et doit être prise en
compte.

*via les NO_x produits par les
précipitations de particules*

Dans cette étude, nous avons choisi d'étudier spécifiquement NO, étant

l'élément le plus abondant des NO_x dans l'atmosphère.

3.1.2 Production de NO

Photons et électrons peuvent dissocier l'azote moléculaire, et de ce fait produire de l'azote atomique excité. Ce dernier va réagir avec l'oxygène moléculaire O₂, selon les réactions chimiques suivantes :



En-dessous de 130 km, la réaction 3.3 va principalement produire NO durant la journée. Cette réaction est bien moins efficace durant la nuit. Au-dessus de 130 km, la réaction 3.4 est la source principale de NO durant la journée. Elle sera également la plus efficace la nuit. Ceci est dû au fait que ces réactions ont une énergie d'activation égale à ~0,3 eV. Côté jour, N(⁴S) a une distribution d'énergie cinétique supra-thermale, augmentant alors l'efficacité de cette réaction (Bermejo-Pantaleón et al., 2011).

Il y a deux sources de N*, donc de NO. On a d'un côté les électrons énergétiques au niveau des pôles, et de l'autre le flux UV, qui aura un effet maximum dans les régions équatoriales (Barth et al., 2003), (Bermejo-Pantaleón et al., 2011).

3.1.3 Destruction de NO

Le monoxyde d'azote est principalement détruit par le flux de photons dans l'extrême ultraviolet, qui va le dissocier (Bermejo-Pantaleón et al., 2011) :



et par N(⁴S) via (Bermejo-Pantaleón et al., 2011) :



Il en résulte que la concentration de NO est négligeable côté jour. Ceci est très différent pour le côté nuit.

NO⁺ va majoritairement être créé dans la région E (entre 85 et 120 km d'altitude) à partir de N₂⁺ et O⁺, eux-même créés par photo-ionisation.

3.1.4 Structure moléculaire

Historiquement, déterminer la structure moléculaire et les caractéristiques spectrales de NO a été difficile car les états électroniques sont entremêlés (voir Figure 16). Les études de Mojarrabi et al. (1995), Mojarrabi

et al. (1996), Campbell et al. (1997), mais surtout Brunger et al. (2000a) et Brunger et al. (2000b) ont permis de déterminer les sections efficaces pour de nombreux états électroniques.

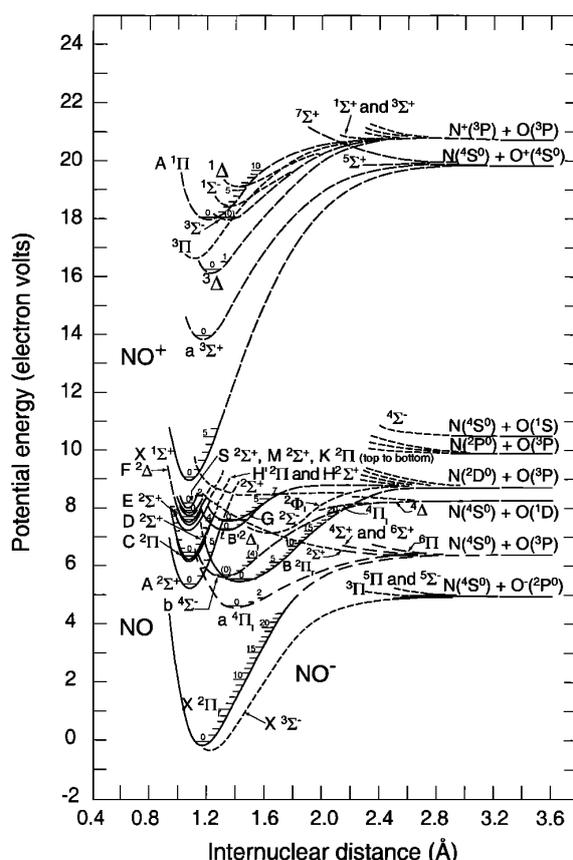


FIGURE 16 – Courbes du potentiel d'énergie pour l'état fondamental de NO⁻, et les états électroniques les plus bas de NO et NO⁺ (Cartwright et al., 2000).

Cartwright et al. (2000) a travaillé sur la modélisation des émissions du monoxyde d'azote, et j'ai repris cette étude comme base pour ce travail. Ils ont utilisé une approche d'équilibre statistique afin de déterminer les densités des états excités, tandis que je calcule le taux d'excitation en utilisant les sections efficaces et les intensités des flux de précipitations. La Figure 17 montre un diagramme d'énergie simplifié, où l'on voit apparaître les principaux états électroniques. En bleu clair, j'ai entouré les états dont nous avons calculé la production par impact électronique. En bleu foncé sont indiquées les transitions vibroniques pour lesquelles j'ai calculé les émissions lumineuses. Deux d'entre elles sont marquées d'une petite étoile violette : ceci correspond aux transitions pour lesquelles la désexcitation collisionnelle n'est pas négligeable (voir ci-après, au paragraphe 3.2.3). J'ai choisi d'étudier quasiment la totalité des états car les émissions de cette molécule sont encore peu connues et donc peu documentées.

Le Tableau 1 regroupe les transitions étudiées ici ainsi que le nom usuel qui leur est associé.

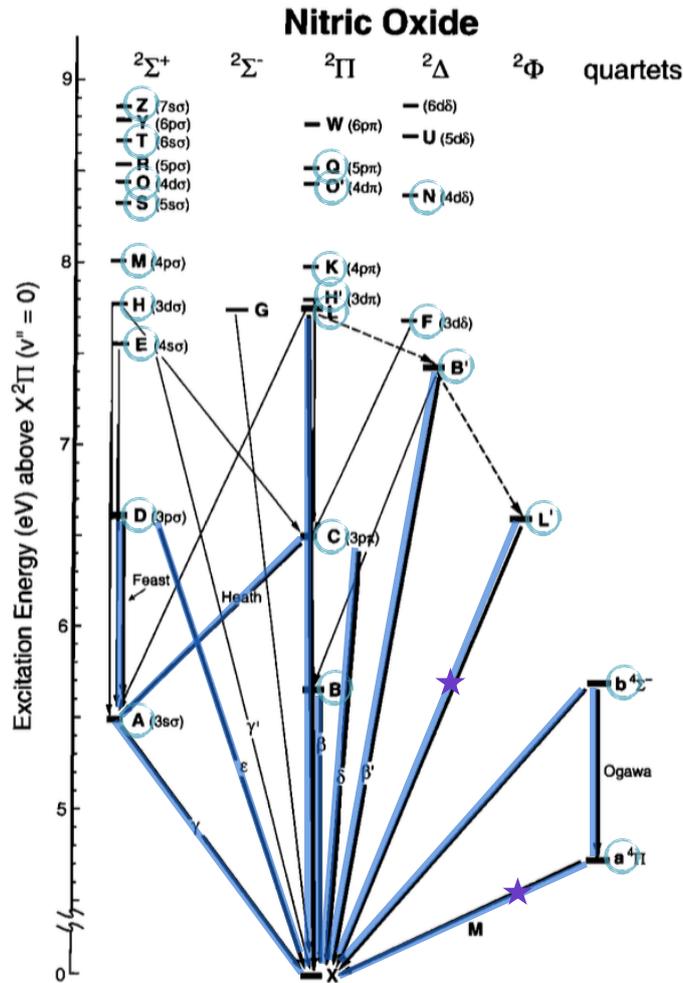


FIGURE 17 – Diagramme d'énergie simplifié de NO, d'après Cartwright et al. (2000). Les cercles bleus clairs marquent les états considérés dans le calcul des productions, les lignes bleus foncées sont les transitions examinées pour le calcul des émissions, et les étoiles violettes marquent celles où il faudra prendre en compte le *quenching*.

3.2 MODÉLISATION DU MONOXYDE D'AZOTE

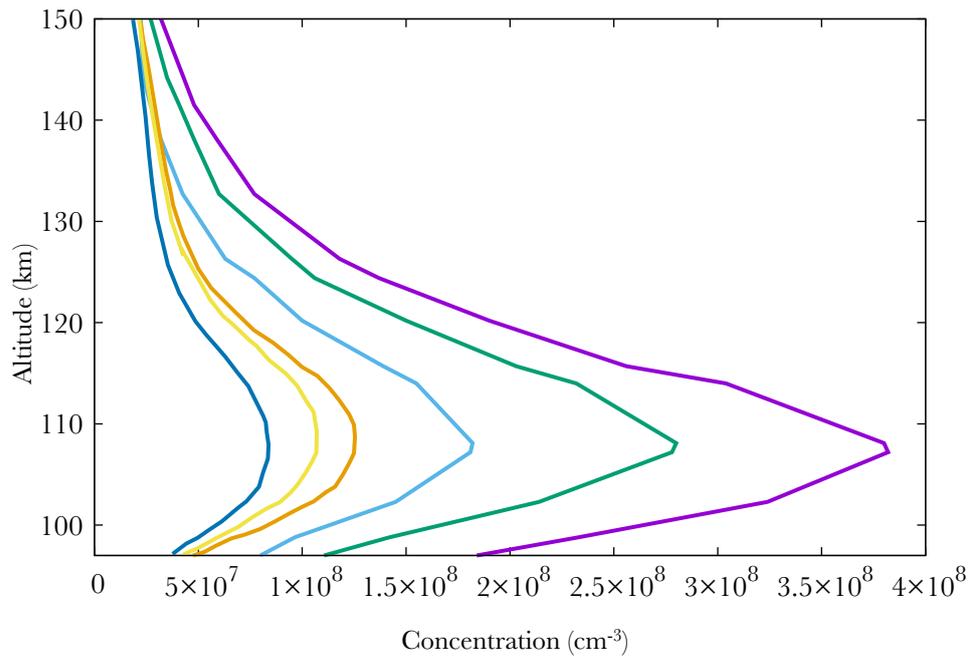
3.2.1 Le modèle neutre

La densité du monoxyde d'azote dans la thermosphère pique autour de 110 km (Siskind et al., 1998), avec une variation en fonction de l'activité solaire, comme on peut le voir sur la Figure 18.

Le satellite SNOE (*Student Nitric Oxide Explorer*) a mesuré la concentration de NO du 11 mars 1998 au 20 septembre 2000. Il avait une orbite héliosynchrone inclinée à 97.7° par rapport à l'équateur. Il effectuait 15 orbites par jour. Ceci a permis une large couverture de l'atmosphère entre les latitudes 82°S et 82°N . SNOE a mesuré la concentration du monoxyde d'azote entre 97 et 150 km d'altitude. La Figure 18 montre certaines des mesures de SNOE à l'équateur et à haute latitude (entre 60° et 70°) pour

Transition	Nom
$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	γ
$a^4\Pi - X^2\Pi$	M
$B^2\Pi - X^2\Pi$	β
$b^4\Sigma^- - a^4\Pi$	Ogawa
$C^2\Pi - X^2\Pi$	δ
$C^2\Pi - A^2\Sigma^+$	Heath
$D^2\Sigma^+ - X^2\Pi$	ϵ
$D^2\Sigma^+ - A^2\Sigma^+$	Feast
$L'^2\phi - X^2\Pi$	-
$L^2\Pi - X^2\Pi$	-
$B'^2\Delta - X^2\Pi$	β'
$b^4\Sigma^- - X^2\Pi$	-

TABLE 1 – Tableau récapitulatif des transitions étudiées, ainsi que leur nom usuel.

FIGURE 18 – Concentration moyenne de NO à l'équateur pour une activité solaire faible (bleu foncé), moyenne (jaune) et haute (orange). Concentration moyenne de NO à haute latitude ($\sim 60^\circ - 70^\circ$) pour une activité magnétique basse (bleu clair), moyenne (vert), et haute (violet). Adapté de [Barth et al. \(2003\)](#).

différentes activités géomagnétiques et solaires ([Barth et al., 2003](#)).

On nomme une activité faible pour $Ap < 6$, $f_{10.7} < 132$, une activité moyenne

pour $6 < A_p < 12$ et $132 < f_{10.7} < 165$, et une activité forte pour $A_p > 12$ et $f_{10.7} > 165$. Nous suivons cette classification car elle est celle employée dans [Barth et al. \(2003\)](#).

A partir de ces données, il est évident que la concentration de NO est directement liée à l'activité solaire et géomagnétique.

Nous avons utilisé les données SNOE afin de construire un modèle simple de NO par interpolation en-dessous de 150 km et par extrapolation logarithmique au-dessus. Ce choix est motivé par l'évolution de la hauteur d'échelle en fonction de l'altitude. Pour ce faire, nous effectuons une interpolation et extrapolation linéaires sur les logarithmes des valeurs de SNOE, avant de repasser les valeurs par une exponentielle afin de retrouver la bonne échelle.

3.2.2 Effet des particules

Nous avons vu au Chapitre précédent comment pénètrent les particules énergétiques dans l'atmosphère, et quel va être leur comportement au sein de celle-ci.

Dans le cas du monoxyde d'azote, les électrons vont pouvoir ioniser NO, mais aussi le dissocier en N^+ et O^+ . NO peut également être excité en 24 états électroniques, qui sont résumés dans la Table 2. Les sections efficaces correspondantes viennent de [Brunger et al. \(2000b\)](#) pour des électrons incidents d'énergie de 10, 20, 30, 40 et 50 eV. Nous avons extrapolé pour de plus grandes énergies en utilisant une extrapolation logarithmique.

Nous utilisons le code TRANS afin de résoudre l'équation de Boltzmann ([Lilensten & Cander, 2003](#)). Nous avons également vu que le monoxyde d'azote n'est pas pris en compte dans NRLMSISE 2000, c'est pourquoi nous avons construit notre propre modèle de NO, en utilisant les données SNOE présentées ci-dessus.

La Figure 19 montre les profils de concentration pour $f_{10.7} = 150$, à une latitude de $70^\circ N$. Les courbes de O_2 , O et N_2 sont obtenues de NRLMSISE 2000, tandis que celle de NO a été obtenue par le modèle dérivé des données SNOE.

N_2 est l'élément majoritaire dans l'atmosphère jusqu'à 165 km. C'est alors l'oxygène atomique qui devient prédominant. NO est moins abondant de 2 à 4 ordres de grandeur. Son pic de concentration est à 110 km environ, avec une concentration de 2.10^8 cm^{-3} .

3.2.3 Calcul des productions et des émissions lumineuses

Les calculs de productions et du taux d'émission volumique sont détaillés dans le Chapitre précédent. Je ne ferai ici que des rappels sur la manière dont sont adaptées ces équations pour le monoxyde d'azote.

La production d'un état excité par impact électronique est calculée via

*Naval Research Laboratory
Mass Spectrometer and
Incoherent Radar, extending to
the Exosphere*

*Ce choix de coordonnées
géographiques est fait afin de
faire correspondre le modèle
d'atmosphère aux conditions de
l'ovale auroral.*

États électroniques	Seuil (eV)
X ² Π	-
a ⁴ Π	4.747
A ² Σ ⁺	5.480
B ² Π	5.642
b ⁴ Σ ⁻	5.725
C ² Π _r	6.499
L' ² Φ	6.599
D ² Σ ⁺	6.607
B' ² Δ	7.442
E ² Σ ⁺	7.546
F ² Δ	7.692
L ² Π	7.757
H' ² Π	7.773
H ² Σ ⁺	7.773
K ² Π	7.997
M ² Σ ⁺	8.017
S ² Σ ⁺	8.324
N ² Δ	8.383
O' ² Π, O ² Σ ⁺	8.430
Q ² Π	8.515
T ² Σ ⁺	8.674
W ² Π	8.772
Z ² Σ ⁺	8.860

TABLE 2 – États électroniques de NO ainsi que leur seuil d'excitation par impact électronique.

la formule 3.7 :

$$P_{st}(z) = n_{NO}(z) \int_E^{\infty} \phi(z, E') \sigma_{st}(E') dE' \quad (3.7)$$

Nous utilisons donc les sections efficaces de [Brunger et al. \(2000b\)](#) afin de calculer la production par impact électronique de NO excité. Celles-ci sont représentées dans la Figure 20 ci-dessous.

Une seconde manière de produire un état est par la cascade depuis un état d'énergie supérieure, comme c'est le cas des transitions Heath et Feast, qui vont alimenter l'état A²Σ⁺, ou la transition Ogawa qui va alimenter l'état a⁴Π depuis la transition b⁴Σ⁻ (Figure 17). La production totale sera alors la somme des productions par impact électronique et du taux d'émission volumique des bandes cascadantes.

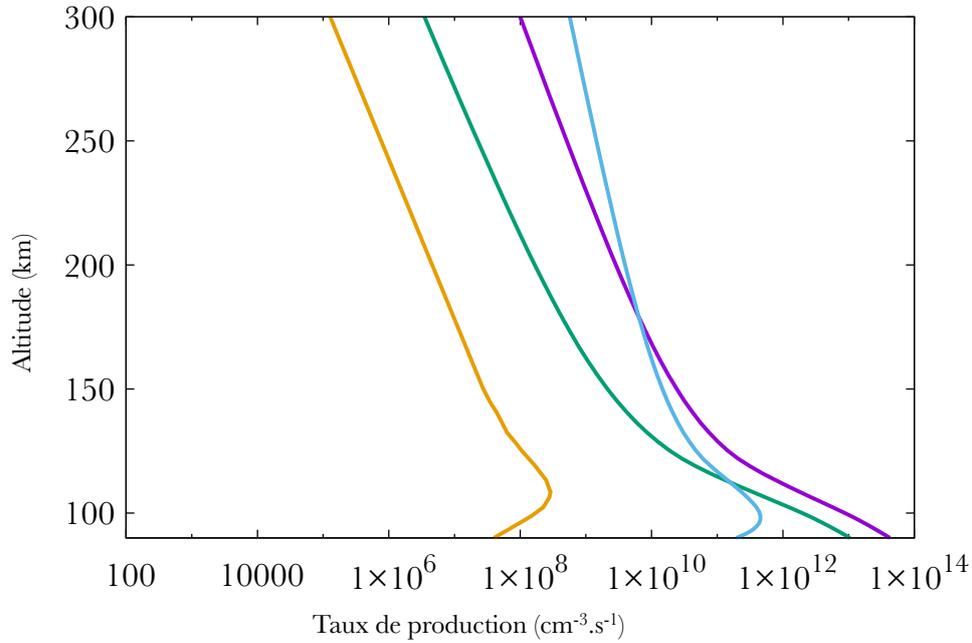


FIGURE 19 – Profil de concentration des espèces neutres à 70°N pour $A_p=9$ et $f_{10.7}=150$. À 300 km, on a, de gauche à droite : NO (orange), O_2 (vert), N_2 (violet) and O (bleu).

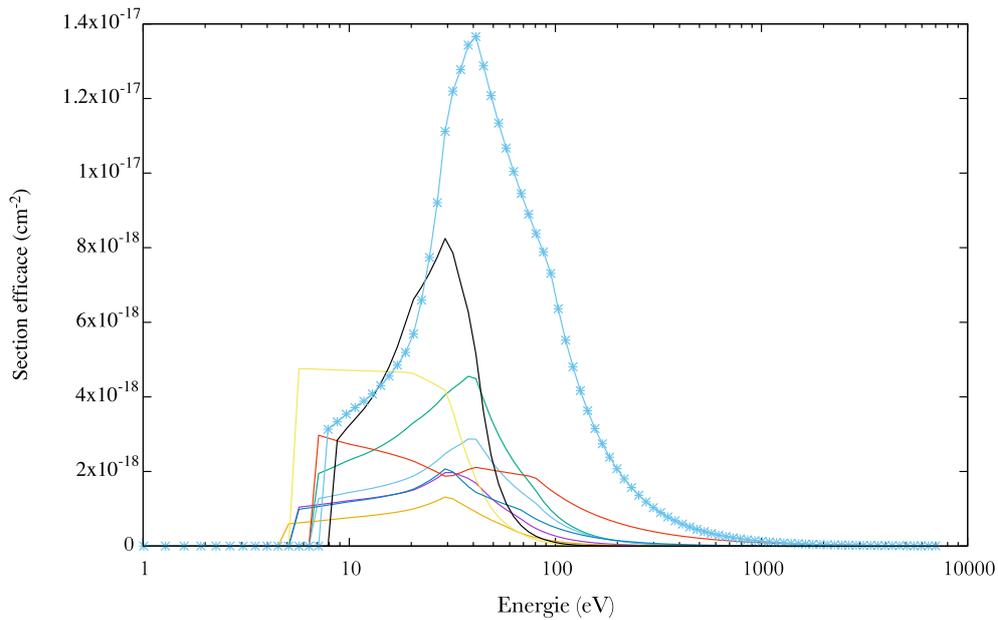


FIGURE 20 – Sections efficaces d'excitation du monoxyde d'azote, d'après [Brunger et al. \(2000b\)](#). On a, de haut en bas à 100 eV, les sections efficaces des états : $L^2\Phi$ (bleu avec marqueurs), $L^2\Pi$ (rouge), $C^2\Pi$ (vert), $D^2\Sigma^+$ (bleu clair), $B^2\Pi$ (bleu foncé), $A^2\Sigma^+$ (violet), $a^4\Pi$ (orange), $B'^2\Delta$ (noir) et $b^4\Sigma$ (jaune).

Les transitions Heath et Feast sont respectivement issues des états $C^2\Pi$

et $D^2\Sigma^+$, qui vont également se désexciter via les transitions δ et ε vers l'état fondamental. Ainsi, pour déterminer quel pourcentage de la population des états $C^2\Pi$ et $D^2\Sigma^+$ allait peupler les états inférieurs $A^2\Sigma^+$ ou $X^2\Pi$, j'ai utilisé les rapports de branchement de (Brunger et al., 2000b). Au final, seulement 13% de la population de l'état $C^2\Pi$ ira vers l'état $A^2\Sigma^+$ (transition Heath). Pour la transition Feast ($D^2\Sigma^+ - A^2\Sigma^+$), cela tombe à 3% de la population.

Dans le cas de l'état $b^4\Sigma^-$, le rapport de branchement est de 10% pour la transition vers l'état fondamental (Cartwright et al., 2000).

Pour quasiment toutes les transitions étudiées, en raison de la très faible concentration à haute altitude et des durées de vie des états excités très courtes, le quenching est fortement négligeable. Ce n'est cependant pas le cas pour les états $a^4\Pi$ et $L'^2\Phi$, qui ont une durée de vie respective de l'ordre de 0,1 seconde (Lefebvre-Brion & Guerin, 1968) et de 1 seconde (Cartwright et al., 2000).

Ceci est cohérent puisque la bande M est une transition interdite par spin (état quadruplet vers un état doublet). Pour l'état $L'^2\Phi$, la transition est interdite au sens dipolaire électrique.

La prise en compte de cette désexcitation collisionnelle se traduit alors par la formule suivante (pour chaque gaz majoritaire en présence) : $L_x(z) = k_x \cdot n_x(z)$, avec x correspondant à N_2 , O_2 ou O (Swider, 1968), (Copeland et al., 1997). Les coefficients de réactions k_x utilisés sont donnés dans la table 3. Les mêmes taux de réactions ont été utilisés pour les deux états par manque de données déterminantes pour l'état $L'^2\Phi$.

Gaz	Taux de réaction
N_2	$k_{N_2} \sim 10^{-11}$
O_2	$k_{O_2} \sim 10^{-12}$
O	$k_O \sim 10^{-11}$

TABLE 3 – Taux de réaction ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) pour les états $a^4\Pi$ et $L'^2\Phi$ du monoxyde d'azote (Cartwright et al., 2000) utilisés pour le calcul du quenching.

L'équation 2.16 (présentée au Chapitre 2) est particularisée dans le cas de chaque transition. Le taux d'émission volumique $\eta_{tr}(z)$ pour la plupart des états considérés est directement égal au taux de production $P_{st}(z)$ par impact électronique, les autres sources de productions et de pertes étant négligées :

$$\eta_{tr}(z) = P_{st}(z) \quad (3.8)$$

Mais pour la transition M par exemple, le calcul du taux d'émission volumique est un peu plus complexe et s'exprime de la manière suivante :

$$\eta_M = A_{tr} \cdot \frac{P_{a^4\Pi} + \eta_{Ogawa}}{L_x^{a^4\Pi} + A_{tr}} \quad (3.9)$$

avec η_{Ogawa} le taux d'émission volumique la bande d'Ogawa (photons.cm⁻³.s⁻¹) et $P_{\alpha^4\Pi}$ la production par impact électronique de l'état.

Le détail des calculs d'émission des différents états électroniques est présenté en Annexe 2.

3.3 RÉSULTATS

Tout d'abord nous verrons les effets de l'activité solaire et géomagnétique sur les productions de NO*. Nous verrons également comment varient celles-ci sous différents scénarios de précipitations électroniques. Nous passerons ensuite aux calculs des taux volumiques d'émission lumineuse.

3.3.1 Production par impact électronique

Les Figures 21, 23 et 22 montrent les productions des 24 états excités dans les mêmes conditions thermosphériques que la Figure 19. L'énergie totale des électrons précipités est de 3.2 erg.cm⁻².s⁻¹, ce qui correspond à l'énergie typique pour une aurore faible (Hultqvist, 2002). La Figure 21 montre les états excités les plus produits. En comparant ces états et le diagramme d'énergie donné dans Cartwright et al. (2000), on peut voir que ce ne sont pas les états les plus bas qui sont le plus excités, mais des états répartis sur le diagramme d'énergie. La Figure 22 représente les états qui sont le moins excités. Ce sont ceux qui ont un seuil d'excitation le plus élevé. Finalement, la Figure 23 montre les états excités moyennement, qui correspondent à des états de basse énergie. L'altitude du pic reste la même, quelle que soit l'état excité, est qui est de 130 km, comme pour la concentration neutre.

La Figure 24 compare les différentes productions ioniques. Nous montrons le résultat de la dissociation et de l'ionisation simple de NO. Le mécanisme le plus important est cette dernière, qui est comparable au taux total d'excitation. Les productions des ions N⁺ et O⁺ sont négligeables et correspondent à moins de 10% des productions ioniques.

Mon but est de montrer les effets des variations de l'activité solaire et de ses conséquences géomagnétiques sur l'excitation et l'ionisation de NO. Cleary (1986) montre que les émissions issues de l'état A²Σ⁺ sont les plus visibles dans l'atmosphère terrestre en général. Il constitue donc l'état le plus attrayant pour étudier NO dans la haute atmosphère. La bande γ, liée à cet état A²Σ⁺, est la désexcitation d'un état excité vers le fondamental. Ceci peut amener des difficultés dans le traitement d'éventuelles données, car le phénomène d'auto-absorption peut arriver, nécessitant pour les transitions se désexcitant sur des niveau vibrationnels faibles (v=0 ou v=1) l'utilisation de calculs de transfert radiatif ou de fonctions de correction, comme dans le cas de H₂ (Ménager, 2011). Malgré cela, puisque le

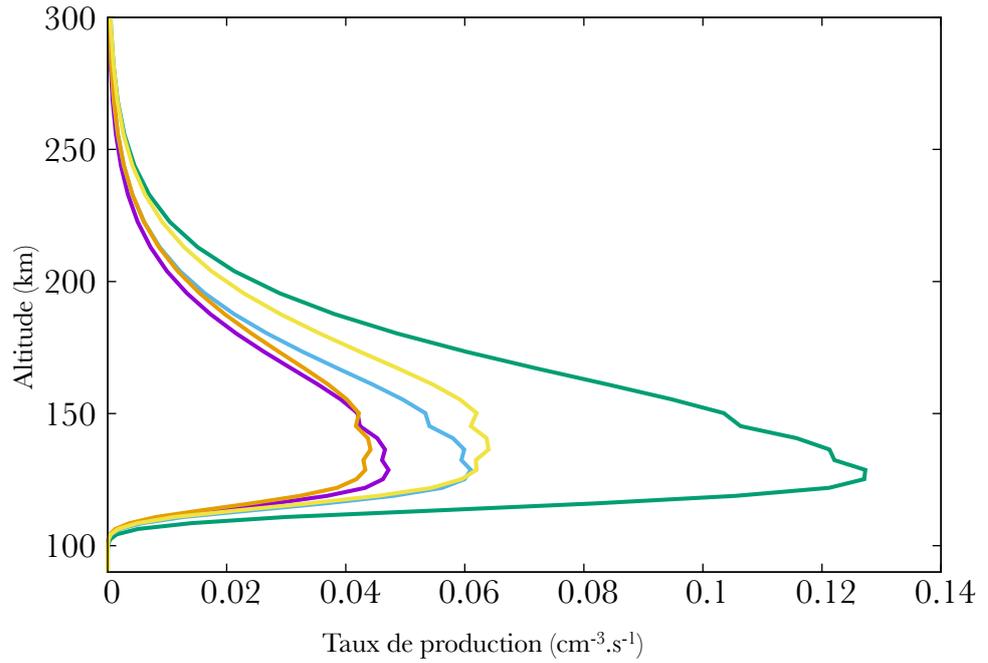


FIGURE 21 – Production (de droite à gauche) des états $b^4\Sigma^-$ (vert), $L'^2\Phi$ (bleu), $B'^2\Delta$ (orange), $C^2\Pi$ (violet) et $L^2\Pi$ (jaune) du monoxyde d'azote.

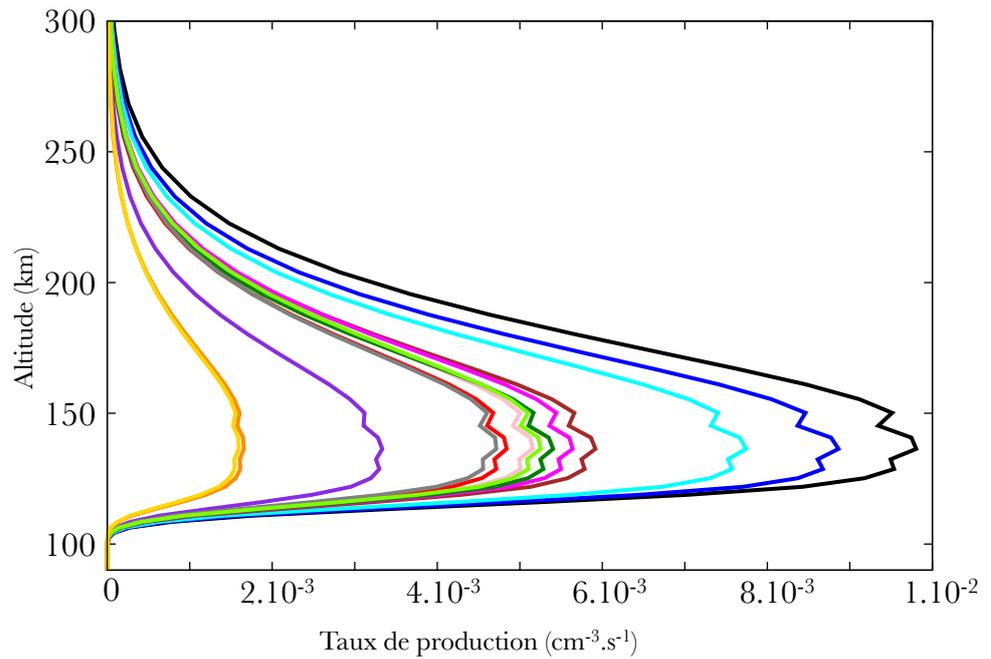


FIGURE 22 – Production (de droite à gauche) des états $W^2\Pi$ (noir), $K^2\Pi$ (bleu foncé), $H^2\Sigma^+$ (bleu clair), $F^2\Delta$ (marron), $M^2\Sigma^+$ (rouge), $H'^2\Pi$ (vert foncé), $O'^2\Pi$ (vert clair), $N^2\Delta$ (gris), $E^2\Sigma^+$ (violet), $T^2\Sigma^+$ (orange) and $Z^2\Sigma^+$ (jaune) du monoxyde d'azote. Les états $S^2\Sigma^+$ (magenta) et $Q^2\Pi$ (rose) sont tous deux cachés par l'état $O'^2\Pi$.

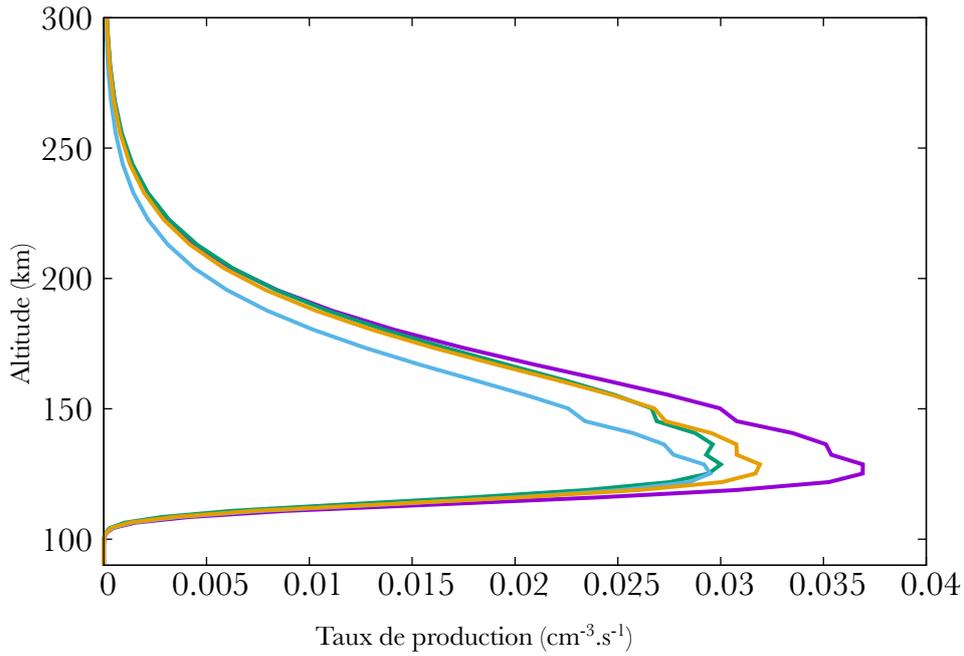


FIGURE 23 – Production (de droite à gauche) des états $A^2\Sigma^+$ (violet), $D^2\Sigma^+$ (vert), $\alpha^4\Pi$ (bleu) and $B^2\Pi$ (orange) du monoxyde d'azote.

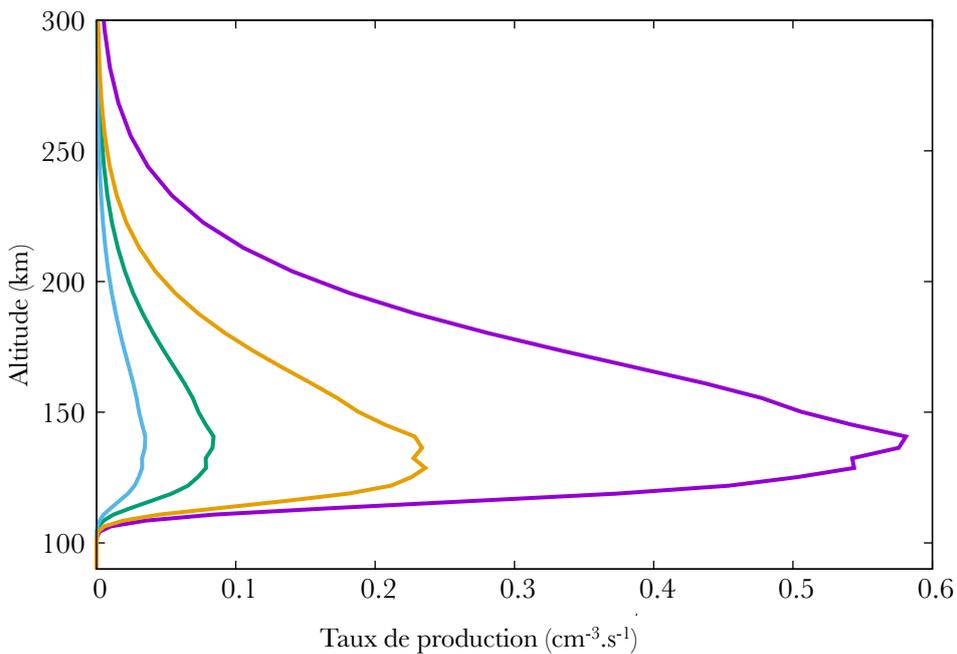


FIGURE 24 – Production de NO^+ (violet), N^+ (vert), O^+ (bleu) et de NO excité (orange).

comportement relatif des différents profils d'altitude reste le même, nous allons nous concentrer sur cette seule excitation dans le reste. Nous vérifions qu'il peut être considéré comme représentatif des autres états.

Les activités géomagnétique (via A_p) et solaire (via $f_{10.7}$) influencent la production via les changements apportés à l'atmosphère neutre, et via les caractéristiques du spectre d'électrons précipitants. Pour étudier les effets de ces paramètres, nous allons utiliser le modèle statistique de [Hardy et al. \(1985\)](#) pour décrire les précipitations. Ce modèle a été construit en utilisant les résultats d'observations globales de précipitations d'électrons. Enfin, nous étudierons séparément les impacts de différents schémas de précipitations. Bien que ces paramètres soient liés les uns aux autres, nous choisissons de les étudier séparément, afin de comprendre l'impact précis de ceux-ci sur la production de NO ionisé et excité.

3.3.1.1 Effets de l'activité solaire

Nous nous plaçons à 70°N, côté nuit.

Toujours en suivant les données SNOE, la Figure 25 montre trois cas correspondant à $f_{10.7} = 100, 150, 210$. On remarque une baisse de la production de l'état $A^2\Sigma^+$ de NO lorsque l'activité solaire augmente. En effet, à $f_{10.7}=100$, au niveau du pic, la production de cet état n'est que de $0.065 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, alors qu'à activité solaire moyenne elle est de $0.05 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ et 0.04 à activité solaire forte.

Ceci s'explique assez simplement. Une augmentation de $f_{10.7}$ de 100 à 210 résulte en une augmentation de 33% de la concentration de O à 150 km d'altitude dans le modèle NRLMSISE. La concentration de N_2 , l'espèce majoritaire à cette altitude, augmente elle de 16%. La concentration de O_2 décroît de 26%, et la concentration de NO reste sensiblement la même, avec une légère diminution de 1%. De ce fait, les électrons précipités vont collisionner préférentiellement avec l'azote, ce qui laisse moins d'électrons pour entrer en réaction avec NO, qui garde une concentration constante, résultant ainsi en une diminution de la production de l'état $A^2\Sigma^+$ lorsque l'activité solaire augmente.

3.3.1.2 Effets de l'activité géomagnétique

A_p est un indice global. Bien que ce soit lié, un indice A_p fort et des précipitations locales faibles est un scénario possible, et inversement.

Je vais ici faire varier l'indice A_p , et observer l'influence que cela va avoir sur la production de l'état $A^2\Sigma^+$. Ici, une augmentation de l'indice géomagnétique va avoir pour effet une augmentation de la production de l'état $A^2\Sigma^+$. La Figure 26 montre 3 cas, correspondant à $A_p = 3, 9, 18$. La densité neutre de NO augmente, ce qui résulte en une augmentation de la production de l'état $A^2\Sigma^+$. En effet, elle passe de $0.04 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas de faible activité, à 0.05 dans l'activité moyenne et à $0.07 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le cas de forte activité.

La variabilité géomagnétique est partiellement liée à l'augmentation de l'énergie moyenne des précipitations électroniques. En effet, dans le modèle de Hardy, augmenter A_p signifie une augmentation de l'énergie moyenne, résultant principalement dans une baisse d'altitude du pic de production, de 152 km (dans le cas de faible activité) à environ 142 km (dans le cas d'une activité forte).

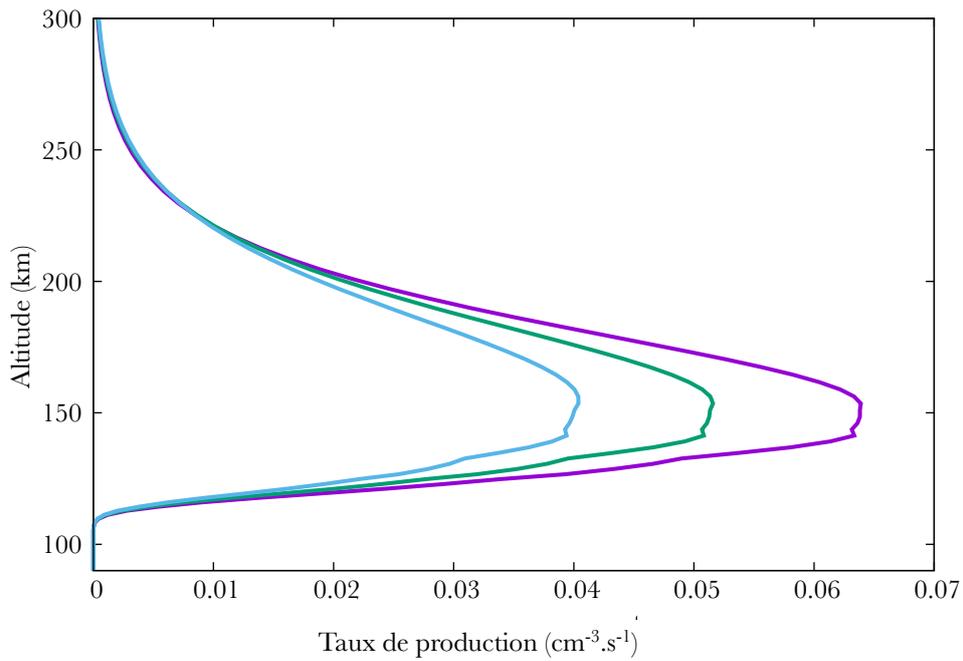


FIGURE 25 – Production de l'état $A^2\Sigma^+$ de NO pour $f_{10.7}=100$ (violet), 150 (vert) and 210 (bleu).

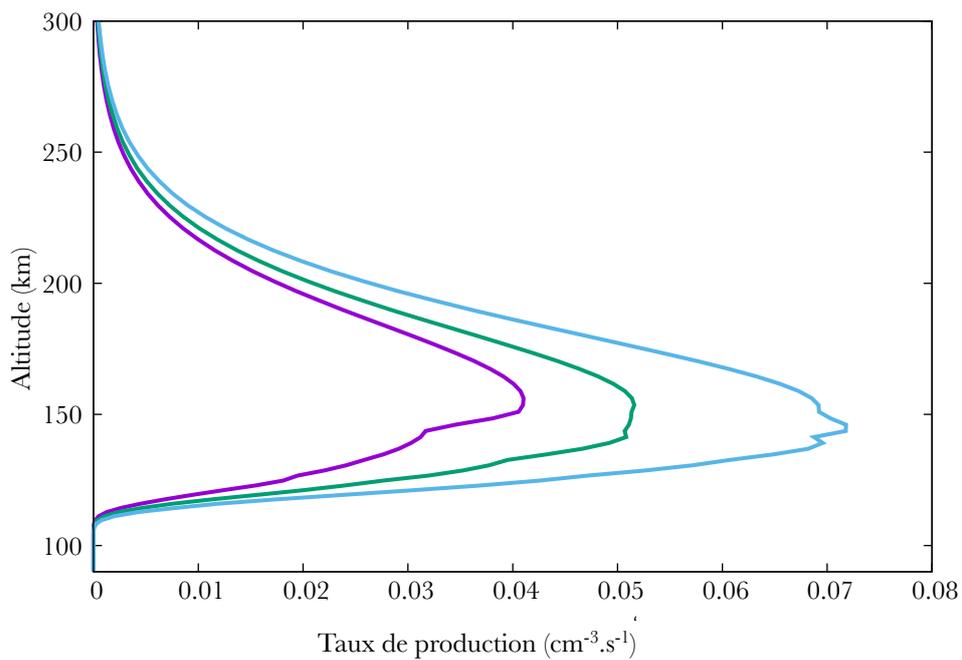


FIGURE 26 – Production de l'état $A^2\Sigma^+$ de NO pour $A_p=3$ (violet), 9 (vert) and 18 (bleu).

3.3.1.3 Influence de différents scénarios de précipitations

Ici, je souhaite étudier l'impact que vont avoir différents schémas de précipitations électroniques. Cette fois, je contrôle à la fois l'énergie moyenne

du spectre d'électrons, mais aussi l'énergie maximale de celui-ci.

Il faut noter qu'à 400keV des effets relativistes non pris en compte par le code commencent à apparaître dans le transport des électrons.

Le premier cas correspond à une forte aurore. Bien que des énergies allant jusqu'à 400 keV aient été enregistrées pour les raies verte et rouge (Clilverd et al., 2008), nous avons choisi une énergie moyenne de 100 keV pour le premier cas. Le second est un cas auroral moyen avec $E_0 = 10$ keV. Le dernier est un cas faible, qui représente les conditions quand une aurore devient visible à l'oeil nu, avec $E_0 = 1$ keV (Hultqvist, 2002).

L'atmosphère neutre reste identique dans les 3 runs, avec $A_p = 9$ et $f_{10.7} = 150$, c'est à dire les conditions correspondant au cas moyen dans les données SNOE. La fonction de distribution pour les précipitations est maxwellienne. Pour chaque cas, nous avons choisi de garder un nombre constant de particules précipitées.

Dans le premier cas, le pic de production de l'état $A^2\Sigma^+$ se situe à 108 km avec $0.048 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans le second cas, le pic se situe à 110 km avec une production de $0.044 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Enfin, dans le dernier cas, le pic se situe à 129 km, avec un taux de production de $0.042 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces altitudes sont en accord avec les résultats de Bekerat et al. (2007), bien que ce dernier ne se concentre que sur l'atmosphère neutre et ceux de Turunen et al. (2009). Turunen et al. (2009) étudie le profil d'altitude du taux d'ionisation dans l'atmosphère de la Terre, lié aux électrons précipitants. Le pic de déposition est aux alentours de 110 km, *i.e.* 10 km au-dessus de notre maximum. Cette différence est uniquement apparente, car Turunen et al. (2009) montre le profil de déposition de l'atmosphère entière alors que nous travaillons ici uniquement sur NO. Lorsque l'on considère l'atmosphère entière, nous retrouvons ses résultats.

Dans la même logique que le travail de Newnham et al. (2011), nous trouvons que plus E_0 est élevé, plus le pic de production sera profond dans l'atmosphère. Nous notons aussi une légère augmentation (moins d'un facteur 2) dans la production de NO quand l'énergie totale augmente.

La Figure 27 montre les productions de différents ions. Il est important de remarquer que la majorité de l'énergie des électrons va servir à ioniser l'atmosphère. De ce fait, il en reste moins de disponible pour l'excitation. Cependant ce dernier phénomène ne devrait pas être sous-estimé. Comme le montre la Figure 27, les pics peuvent varier en altitude, dépendant alors du processus étudié (ionisation ou excitation). On voit en effet que les pics d'ionisation de N_2^+ et O_2^+ sont autour de 80 km d'altitude tandis que le pic d'ionisation de NO^+ est aux environs de 110 km.

Grâce aux résultats présentés en Figure 27, on constate que la valeur des productions au pic sont minimales, impliquant des émissions lumineuses dans l'ensemble très faibles pour NO.

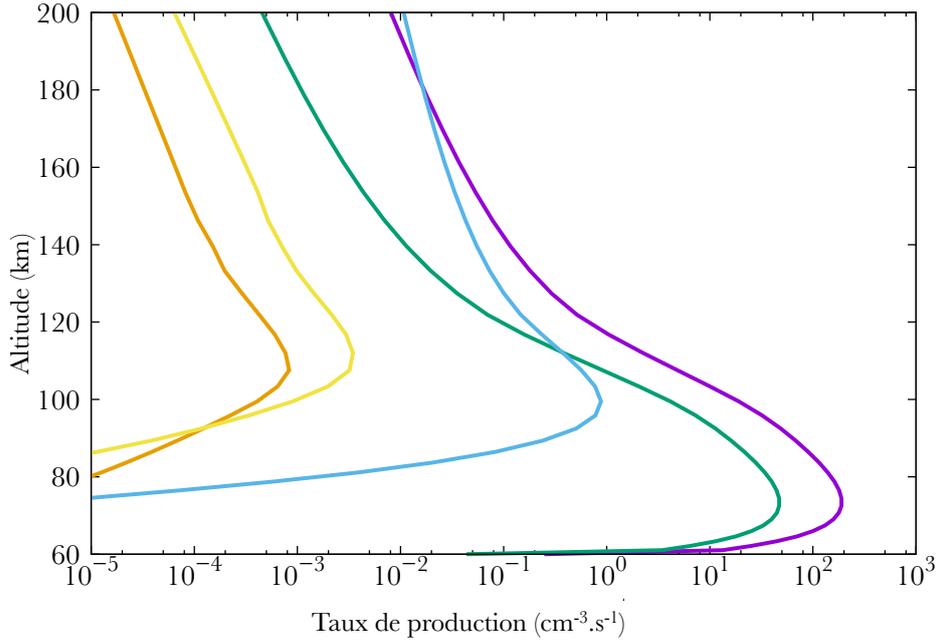


FIGURE 27 – Production de N_2^+ (violet), O_2^+ (vert), O^+ (bleu clair), NO^+ (orange) et la production de l'état $A^2\Sigma^+$ de NO (jaune). Ici, les précipitations électroniques ont une énergie moyenne de 100 keV et une énergie intégrée de $1 \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.3.2 Émissions lumineuses

Ici, on se place toujours dans le cas "moyen", avec $Ap = 9$ et $f_{10.7} = 150$, avec des précipitations ayant une énergie moyenne de 1 keV, et avec une énergie intégrée d' $1 \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La Figure 28 montre les profils d'émission volumique en fonction de l'altitude. Le pic d'émission se situe autour de 130 km d'altitude, avec un taux maximal de $4,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ pour la bande β , la plus intense. La bande Feast est elle la plus faible, avec un pic à $4,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$.

La comparaison avec les résultats obtenus par Cartwright et al. (2000) est délicate, les modèles employés pour réaliser ces calculs étant totalement différents. Nous trouvons des résultats dans des ordres de grandeur semblables à ceux obtenus par cette équipe (voir Tableau 4). Cependant, de grosses différences apparaissent. Dans le modèle de Cartwright et al. (2000), la bande la plus forte est la bande M, tandis que dans notre modèle il s'agit de la bande β . Nous expliquons ceci par des sections efficaces de l'état $B^2\Pi$ bien plus élevées que celles des autres états. Nous expliquons les différences pour les transitions $L^2\Pi-X^2\Pi$ et $L'^2\Phi-X^2\Pi$ par la même justification. Concernant les bandes Heath et Feast, nous trouvons un taux d'émission volumique bien inférieur à celui de Cartwright et al. (2000). Nous expliquons ces différences par les branching ratio concernant les états $C^2\Pi$ et $D^2\Sigma^+$, qui ne procurent qu'une petite partie de leur popula-

β est issue de $B^2\Pi$ et Feast de $D^2\Sigma^+$

Les sections efficaces viennent de Brunger et al. (2000b)

Bande	TVE maximal obtenu par C.	TVE maximal obtenu ici
γ	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$
M	$6,4 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$
β	$3,6 \cdot 10^{-2}$	1,3
Ogawa	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$
δ	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$
Heath	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
ε	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$
Feast	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
$L'^2\phi - X^2\Pi$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$
$L^2\Pi - X^2\Pi$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$
β'	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$
$b^4\Sigma^- - X^2\Pi$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$

TABLE 4 – Taux volumique d'émission maximaux (photons.cm⁻³.s⁻¹) obtenus par Cartwright et al. (2000) et dans cette étude. Attention, ces résultats ont été obtenus en se plaçant dans les conditions de Feldman & Doering (1975), utilisées par (Cartwright et al., 2000). Ce sont des conditions différentes à celles utilisées précédemment, et dans la suite de ce Chapitre. Ici, nous nous plaçons à 58°N, pour Ap=16 et f_{10.7}=133.

tion à ces transitions (respectivement 3 et 13 %).

3.3.2.1 Comparaison avec les autres émissions aurorales

Comparons maintenant ces profils avec ceux des transitions O¹S (raie verte) et O¹D (raie rouge) de l'oxygène atomique à 557,7 et 630,0 nm, les deux émissions aurorales principales en terme de visibilité à l'œil. La Figure 29 montre les profils de ces deux raies avec ceux de certaines bandes de NO. J'ai choisi de comparer les taux d'émission de l'oxygène avec les bandes de NO les plus fortes ($L^2\Pi - X^2\Pi$, β , β'), mais également celles dont les émissions sont situées dans le proche-UV et le visible (M, $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ et γ).

Dans ce cas, la raie verte pique à environ 115 km d'altitude. A 130 km, altitude des pics d'émissions du monoxyde d'azote, son taux volumique d'émission est de $59,1 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, contre $4,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ pour la bande β . La bande potentiellement observable la plus intense est la bande γ , qui elle pique à $1,1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, soit 3 ordres de grandeur en-dessous de la raie verte. Pouvoir observer ces transitions peut alors sembler difficile. La bande γ s'étend de 200 à 400 nm environ, donc dans le proche UV-visible. La bande M s'étend de 250 à 500 nm environ, tandis que la transition $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ est comprise entre 200 et 400 nm également. À ces longueurs d'onde, on peut retrouver notamment la 1^{ère} Négative de N₂⁺ (330-480 nm), les systèmes de Vegard-Kaplan et la 2^{ème} Positive de N₂, mais aussi

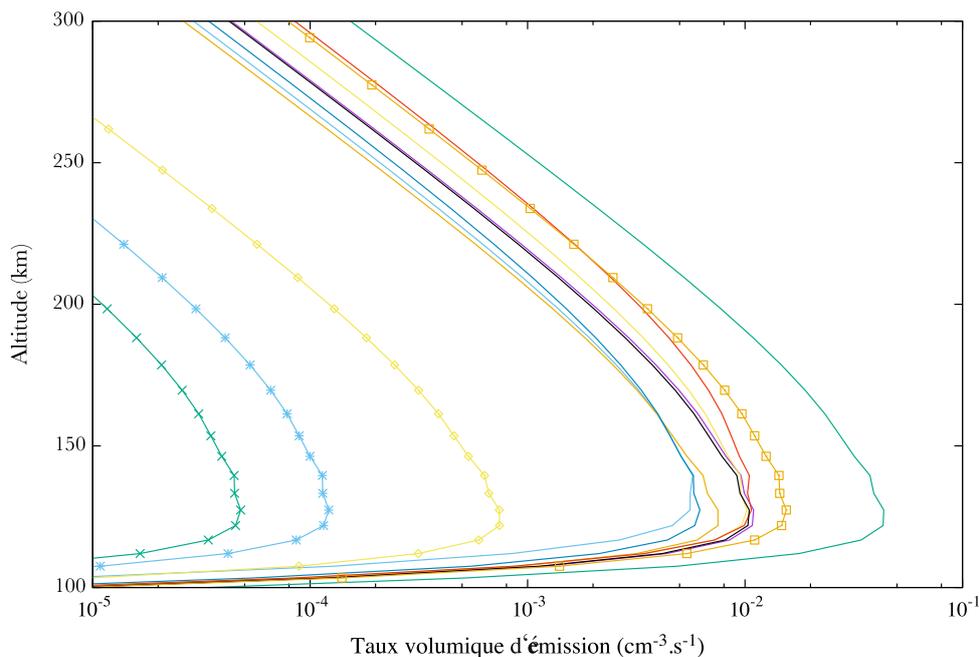


FIGURE 28 – Émissions des bandes de NO. De droite à gauche à 200 km, on a les bandes : β (vert), $L^2\Pi - X^2\Pi$ (rouge), β' (orange avec marqueurs), δ (jaune), γ (violet), $L'^2\Phi - X^2\Pi$ (noir), ε (bleu foncé), M (bleu clair), Ogawa (orange), $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ (jaune avec marqueurs), Heath (bleu avec marqueurs), Feast (vert avec marqueurs).

les systèmes de Herzberg I et de Schumman-Runge de O_2 (180-540nm) et des émissions ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) d'OH (260-400 nm).

Si l'on regarde les émissions intégrées sur la colonne d'atmosphère dans ces conditions, on a la raie verte à 3,20 kiloRayleigh (kR) et la raie rouge à 1,03 kR. Au même moment, la bande γ aura une émission intégrée de 0,065 R, la M de 0,036 R et la transition $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ de 0,0043 R, ce qui reste donc 2 à 3 ordres de grandeur en dessous des émissions majoritaires. La détection depuis le sol sera donc impossible.

$$1 \text{ Rayleigh} = 10^6 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

3.3.2.2 Effet des cascades

La Figure 30 montre l'impact que vont avoir les cascades de photons des niveaux supérieurs sur les émissions liées à un état. Dans le cas de l'état $A^2\Sigma^+$, responsable de la bande γ , on voit que les transitions Heath et Feast n'ont que très peu d'impact sur le taux d'émission final. Cependant, pour la bande M, on voit que les cascades vont multiplier par 20 les émissions liées à l'état $a^4\Pi$.

Ceci s'explique par les très faibles taux d'émission des bandes Feast et Heath, tandis que celui de la bande d'Ogawa est supérieur.

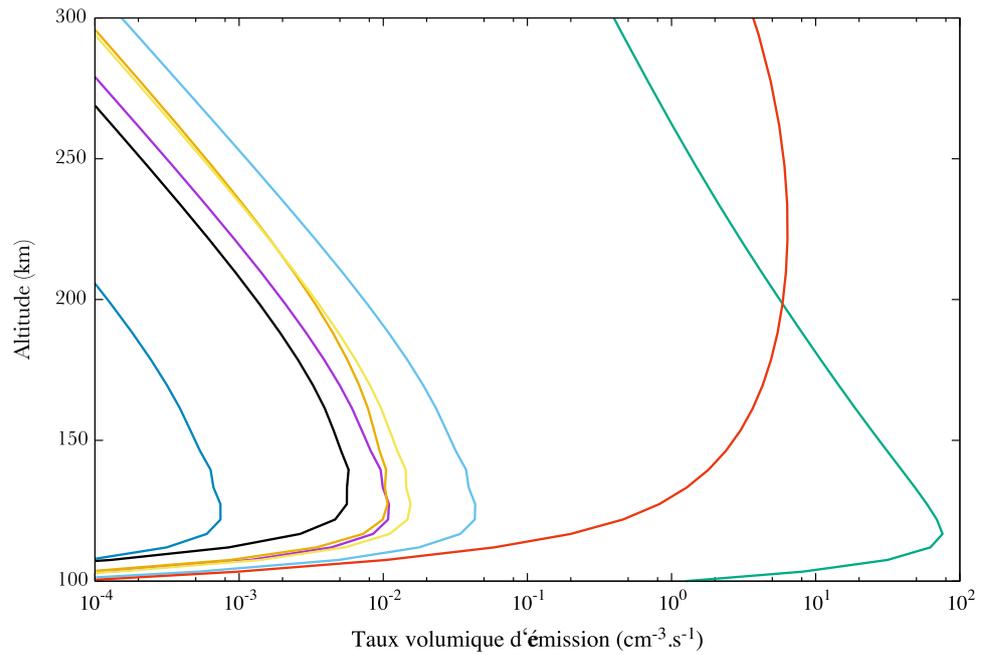


FIGURE 29 – Emissions de certaines bandes de NO et les raies rouge et verte de O. De droite à gauche, on a à 200 km : raie rouge de l'oxygène (rouge), raie verte de l'oxygène (vert), β (bleu clair), β' (jaune), $L^2\Pi - X^2\Pi$ (orange), γ (violet), M (noir), $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ (bleu foncé).

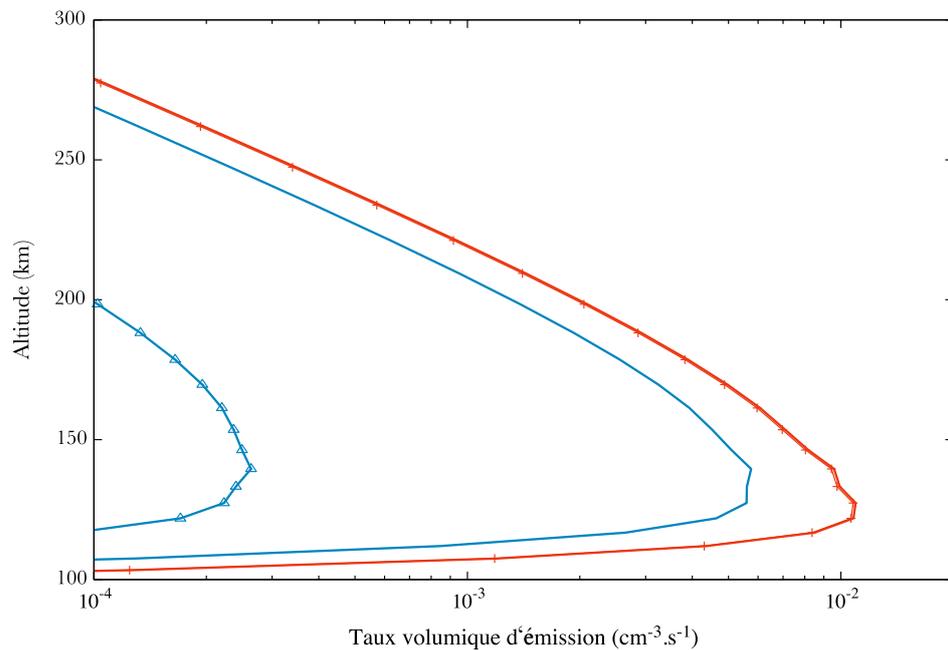


FIGURE 30 – Influence des cascades pour les bandes γ (rouge) et M (bleu). Les courbes sans marqueurs indiquent la prise en compte des cascades, celles avec marqueurs correspondent aux émissions sans cascades.

3.3.2.3 Effet du quenching

La Figure 31 montre l'impact que va avoir la désexcitation collisionnelle sur le taux d'émission de la bande M et de la transition $L^2\Pi - X^2\Pi$. Dans

le cas de la bande M, le quenching va diminuer le profil d'émission d'un tiers au niveau du pic. Dans le cas de la bande issue de $L^2\Pi$, le quenching va diviser le taux volumique d'émission par 3.

On retrouve aussi les résultats énoncés par [Cartwright et al. \(2000\)](#), qui annonce également un quenching très fort pour la transition $L^2\Pi - X^2\Pi$. Ceci est logique puisque la durée de vie de l'état $L^2\Pi$ (1 s) est le plus long.

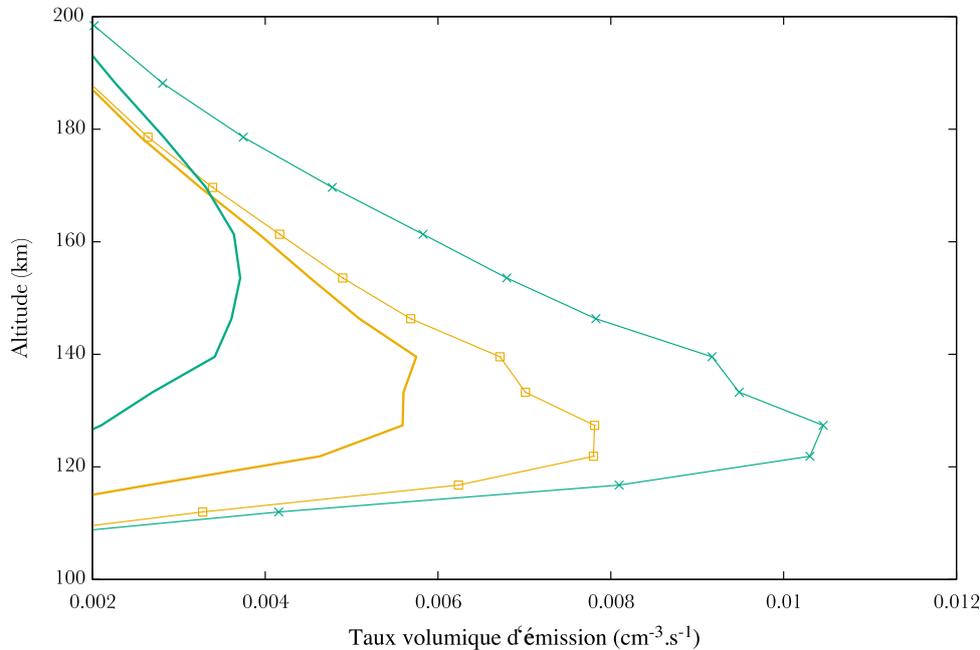


FIGURE 31 – Impact du quenching sur les émissions de la bande M (orange) et de la transition $L^2\Pi - X^2\Pi$ (vert). Les courbes sans marqueurs indiquent la prise en compte du quenching. Les courbes avec marqueurs montrent le taux d'émission sans le prendre en compte.

3.4 DISCUSSION ET PERSPECTIVES

Bien que les mécanismes suggérés comme liant l'activité solaire et le climat par la production de NO excité sont typiquement nocturnes, il serait intéressant de réaliser la même étude que présentée ici dans le cas diurne. L'excitation de NO par impact photonique est un phénomène résonant. Ceci signifie qu'il n'existe qu'une section efficace par état, correspondant à une longueur d'onde précise. Cependant, nous n'avons pu trouver des données complètes sur ce sujet. Le set de sections efficaces le plus complet peut être trouvé dans [Bethke \(1959\)](#). Il nous donne les forces d'oscillateurs pour un set réduit d'états. Le manque de données nous prive ici d'une analyse supplémentaire.

Par ailleurs, on a vu au début de ce Chapitre que la concentration de NO allait fortement augmenter durant l'hiver polaire. Cependant notre modèle ne prend pas en compte cette augmentation. L'ajout d'un modèle photochimique du monoxyde d'azote au code permettrait d'améliorer la

précision de celui-ci, tout comme la prise en compte de la dynamique atmosphérique.

L'intérêt de ce modèle est également de prévoir si l'on pourra observer ces transitions en conditions réelles, et les mesurer avec précision. En effet, pouvoir observer le spectre des émissions du monoxyde d'azote en détail nous permettra d'en savoir plus sur son activité dans la haute atmosphère.

Tout d'abord, la plupart des transitions étudiées ici émettent dans l'UV, ce qui rend les mesures impossibles depuis le sol. Ce n'est pas (ou peu) le cas des bandes M, γ et $b^4\Sigma^- - X^2\Pi$ qui émettent dans le bleu ou proche UV. Pour avoir une chance de pouvoir observer les émissions du NO dans de bonnes conditions, l'idéal serait de pouvoir le faire depuis l'espace. Mais malgré cela, ces émissions seront très difficiles à distinguer, de part la faible quantité de NO produit, mais aussi à cause des autres émissions présentes. Même dans l'hypothèse d'une aurore de forte intensité, le monoxyde d'azote reste très minoritaire dans la haute atmosphère, et son signal risque d'être noyé dans le bruit ou dans les émissions d'autres molécules. Il faudrait avoir une résolution spectrale très élevée si l'on veut pouvoir reconnaître les bandes liées au monoxyde d'azote, et éventuellement les raies vibroniques. On peut tout de même citer [Feldman \(1976\)](#), annonçant la détection de la bande (1,0) de γ dans une aurore. Cependant [Beiting & Feldman \(1978\)](#) ont infirmé cette découverte.

L'observabilité de émissions de NO reste donc un challenge spectroscopique ne pouvant être résolu que par un instrument avec une grande dynamique et une sensibilité élevée.

Les raies moléculaires vont se disperser sur l'ensemble de ces raies vibroniques, qui, prises individuellement, sont très peu intenses. Ceci justifie donc l'intérêt de les étudier.

Enfin, pouvoir observer de manière précise les émissions du monoxyde d'azote nous permettra de remonter aux productions correspondantes, ce qui nous permettrait d'en déduire un profil de concentration de NO dans la haute atmosphère. Dans notre modèle, le profil de concentration a été extrapolé à partir de 150 km. Ceci nous permettrait de compléter celui-ci de manière à ce qu'il devienne plus précis.

SYNTHÈSE

- ✓ La concentration de monoxyde d'azote dans la haute atmosphère est dépendante de l'activité solaire. Il peut être transporté dans la stratosphère par des circulations atmosphériques, où il va être responsable de la destruction d'ozone. Ceci est un des mécanismes par lequel la variabilité solaire a été suspectée de mener la fluctuation du budget énergétique de la Terre.
- ✓ Nous avons calculé les productions de NO excité en zone aurorale, et trouvons que la variation liée aux précipitations électroniques est quantitativement très faible. L'ion NO^+ est lui cependant produit de manière plus importante que NO excité (2 à 3 ordres de grandeur au-dessus).
- ✓ Les émissions lumineuses sont également très faibles devant celles des éléments majoritaires. Seules trois transitions émettent dans une gamme de longueur d'ondes potentiellement observable depuis le sol.
- ✓ Observer les émissions vibroniques de NO serait plus aisé avec un spectromètre haute-résolution embarqué sur satellite, dédié à l'UV.



Skibotn, décembre 2014

Heureusement pendant ce temps là j'étais inconscient...

Kuzco (Reynolds et al., 2000)

Sommaire

3.1	Le monoxyde d'azote et ses enjeux	37
3.1.1	Enjeux climatiques	38
3.1.2	Production de NO	41
3.1.3	Destruction de NO	41
3.1.4	Structure moléculaire	41
3.2	Modélisation du monoxyde d'azote	43
3.2.1	Le modèle neutre	43
3.2.2	Effet des particules	45
3.2.3	Calcul des productions et des émissions lumineuses	45
3.3	Résultats	49
3.3.1	Production par impact électronique	49
3.3.1.1	Effets de l'activité solaire	52
3.3.1.2	Effets de l'activité géomagnétique	52
3.3.1.3	Influence de différents scénarios de précipitations	53
3.3.2	Émissions lumineuses	55
3.3.2.1	Comparaison avec les autres émissions aurorales	56
3.3.2.2	Effet des cascades	57
3.3.2.3	Effet du <i>quenching</i>	58
3.4	Discussion et Perspectives	59

4.1 LE DIAZOTE DANS L'ATMOSPHÈRE

N_2 est l'élément le plus abondant dans l'atmosphère terrestre, et le composant majoritaire jusqu'à environ 200 km, ce qui en fait un outil potentiel majeur pour étudier et comprendre la déposition d'énergie dans la basse thermosphère, ainsi que la composition de celle-ci. Ceci est possible grâce à son large spectre d'émission et à la diversité de ses états électroniques. Ces émissions sont depuis longtemps observées et étudiées, depuis le sol ou l'espace, de l'ultraviolet à l'infrarouge. Ici, en vue de préparer la mission ATISE, présentée au Chapitre suivant, nous nous sommes uniquement intéressés aux transitions émettant dans le proche UV et le visible.

On l'a vu au Chapitre précédent, N_2 va majoritairement se faire dissocier et ioniser par le flux solaire et les précipitations de particules, pour donner l'ion N_2^+ et de l'azote atomique. Ce dernier réagira majoritairement avec l'oxygène afin de donner notamment NO et NO_2 .

4.1.1 Structure moléculaire

La Figure 32 représente un diagramme d'énergie simplifié de N_2 et de N_2^+ .

Je me suis seulement intéressé à trois systèmes constituant l'essentiel des émissions visibles pour N_2 : les Première et Deuxième Positive (que je noterai 1P et 2P par la suite), et celle de Vegard-Kaplan (notée VK). Elles sont respectivement issues des états $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$ et $A^3\Sigma_u^+$. Pour N_2^+ , je me suis uniquement intéressé à la Première Négative (1NG), issue de l'état $B^2\Sigma_u^+$. Le système de Meinel de N_2^+ reste à modéliser, ce qui complètera les émissions visibles de N_2 et N_2^+ .

La Figure 32 représente un diagramme d'énergie simplifié de N_2 et de N_2^+ . Comme pour NO, sont entourés en bleu clair les états dont nous avons calculé la production par impact électronique. Le bleu foncé indique les transitions vibroniques pour lesquelles nous avons calculé les émissions lumineuses. Ici, on ne peut négliger la désexcitation collisionnelle que pour une bande, marquée d'une petite étoile violette. Le Tableau 5 résume les états étudiés ici ainsi que leur seuil d'excitation.

États électroniques	Seuil (eV)
$N_2 (X^1\Sigma_g^+)$	-
$N_2 (A^3\Sigma_u^+)$	6,17
$N_2 (B^3\Pi_g)$	7,35
$N_2 (C^3\Pi_u)$	11,03
$N_2^+ (X^2\Sigma^+)$	15,58
$N_2^+ (B^2\Sigma_u^+)$	18,74

TABLE 5 – États électroniques de N_2 et N_2^+ ainsi que leur seuil d'excitation par impact électronique (Green & Barth, 1965). Pour l'état $N_2^+ (X^2\Sigma^+)$, ceci revient en fait au seuil d'ionisation, $X^2\Sigma^+$ étant l'état le plus bas de N_2^+ .

Une des premières mentions du diazote dans une aurore apparaît dans Vegard (1924), mais l'âge d'or de son étude spectroscopique a débuté dans les années 1960, avec de très nombreuses études sur sa structure électronique. L'étude fondatrice de Cartwright et al. (1971) a été motivée en partie par les observations de Broadfoot & Hunten (1964) et Shemansky & Jones (1968), qui ont remarqué la variation de distribution des états $A^3\Sigma_u^+$ et $B^3\Pi_g$ en se basant sur les observations des émissions issues de VK et 1P. Gilmore (1969) a abordé le fait qu'un système de cascades pouvait avoir lieu entre les états les plus hauts de $A^3\Sigma_u^+$, vers les niveaux plus bas de

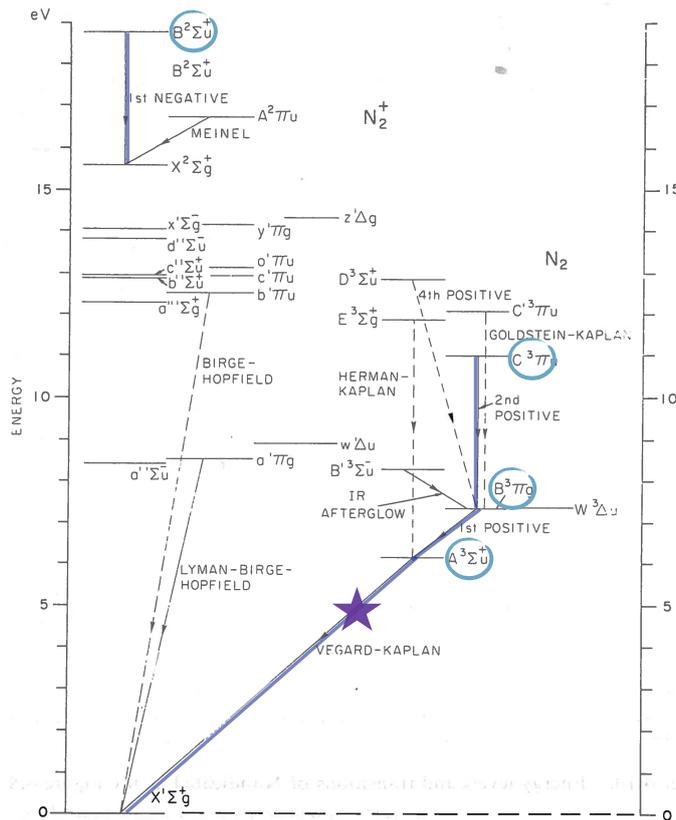


FIGURE 32 – Diagramme d'énergie simplifié du N₂, d'après Vallance Jones (1974)

l'état B³Π_g. La question de la pertinence de la prise en compte des cascades a été discutée entre Shemansky & Broadfoot (1973) et Cartwright et al. (1973), et le débat pencha en la faveur de ce dernier quand des mesures quantitatives de la 1P par Vallance Jones (1974), Vallance Jones & Gattinger (1976) et Vallance Jones & Gattinger (1978) ont été comparées aux résultats obtenus par les modèles de Cartwright (1978). Le modèle présenté dans ce dernier papier est considéré comme historique et fondateur de l'étude des émissions de N₂ dans l'atmosphère, et il est encore utilisé aujourd'hui, bien qu'il ait été amélioré.

Concernant les sections efficaces, de nombreux débats ont également eu lieu concernant la magnitude relative des sections efficaces de collision avec des électrons. On peut notamment citer Stanton & John (1969), McConkey & Simpson (1969), Cartwright (1970), Brinkmann & Trajmar (1970), Shemansky et al. (1971), Cartwright et al. (1973), qui prirent part au débat. Ceci fut réglé grâce aux études expérimentales de Cartwright et al. (1977) et de Chutjian et al. (1977). La controverse fut résolue en faveur de Brinkmann & Trajmar (1970). Il y a eu depuis des améliorations concernant ces sections efficaces par Trajmar et al. (1983) et Ajello & Shemansky (1985). De plus récents travaux de Zubek & King (1994) et Zubek (1994) montrent que les sections efficaces de C³Π_u sont peut-être 20% supérieures à celles présentées dans Trajmar et al. (1983), changeant alors les

interprétations des observations aurorales et d'airglow. Les papiers de *review* de Majeed & Strickland (1997), Brunger & Buckman (2002) et Itikawa (2006) regroupent ces sections efficaces.

La désexcitation collisionnelle était déjà prise en compte dans Cartwright (1978), mais elle était incomplète à cause du manque de données. Le *quenching* était également pris en compte et a été étudié dans les travaux de Dreyer & Perner (1973), Dreyer et al. (1974), (Piper et al., 1989) et Gilmore et al. (1992). Ici, nous utiliserons les coefficients de Thomas & Kaufman (1985) et de Piper et al. (1981) pour calculer le *quenching* avec O, O₂ et N₂. Les valeurs utilisées sont récapitulées dans le Tableau 6. On remarque que ce sont les collisions avec O et N₂ qui sont les plus efficaces pour désexciter N₂^{*}.

La transition triplet-singlet étant interdite, la transition VK sera donc

Gaz	Taux de réaction
N ₂	$k_{N_2} \sim 10^{-11}$
O ₂	$k_{O_2} \sim 10^{-12}$
O	$k_O \sim 10^{-11}$

TABLE 6 – Taux de réactions ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) pour l'état $A^3\Sigma_u^+$ du diazote (Thomas & Kaufman, 1985) et (Piper et al., 1981).

Au sens d'une transition
dipolaire électrique

partiellement désexcitée collisionnellement.

Le système de VK et la 2P émettent dans le proche UV et le violet, dans la gamme de 290 à 380 nm. La 1P émet, elle, dans le rouge, dans la gamme 600-750 nm.

Le système 2P est le seul dont l'émission provient uniquement d'excitation par impact électronique, car il n'y a pas de cascades sur le niveau $C^3\Pi_u$ (Broadfoot et al., 1997). Etant donné que l'état a une durée de vie courte, on ne prend pas en compte le *quenching*, ce qui implique que son taux de production est égal à son taux d'émission.

Le système 1P a une intensité totale importante (une émission intégrée sur la colonne d'atmosphère de 1 à 10 kR pour une aurore moyenne (Ashrafi et al., 2009)) mais divisée dans une plage de longueurs d'ondes étendue : ce n'est donc pas très apparent dans les spectres.

La bande de Vegard-Kaplan est intéressante car elle résulte de transitions interdites. La durée de vie de l'état $A^3\Sigma_u^+$ est d'environ 2 secondes, ce qui est assez long pour le *quenching* (Broadfoot et al., 1997). Ceci en fait un bon traceur du responsable majoritaire du *quenching* de cet état, l'oxygène. Les intensités dans la bande de Vegard-Kaplan sont fortes car de nombreux états de N₂ excité vont cascader sur l'état $A^3\Sigma_u^+$. Le ratio 2P/VK est donc un indicateur du *quenching*, car l'état $A^3\Sigma_u^+$ est peuplé en bonne partie par les cascades depuis $C^3\Pi_u$ et $B^3\Pi_g$. D'autres états, tels que $B'^3\Sigma_u^-$ et $W^3\Delta_u$ vont cascader sur l'état $B^3\Pi_g$ (voir Figure 32), et ainsi contribuer aux émissions des systèmes de 1P et VK, mais je ne vais pas les prendre en compte ici.

Les états $D^3\Sigma_u^+$ et $E^3\Sigma_g^+$ vont également cascader sur $B^3\Pi_g$ mais leur contribution est négligeable (Broadfoot et al., 1997).

Le système 1NG de N_2^+ est lui très simple : pas de cascades d'énergie ni de *quenching*.

Transition	Nom
$N_2 (A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$	Vegard-Kaplan
$N_2 (B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$	1 ^{ère} Positive
$N_2 (C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$	2 ^{ème} Positive
$N_2^+ (B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$	1 ^{ère} Négative

TABLE 7 – Tableau récapitulatif des transitions étudiées, ainsi que leur nom usuel.

4.2 MODÉLISATION

4.2.1 Production

N_2 étant pris en charge par le modèle NRLMSISE-00 (voir présentation au Chapitre 3), nous avons donc simplement utilisé ces données et appliqué les méthodes de calcul présentées dans les Chapitres 2 et 3.

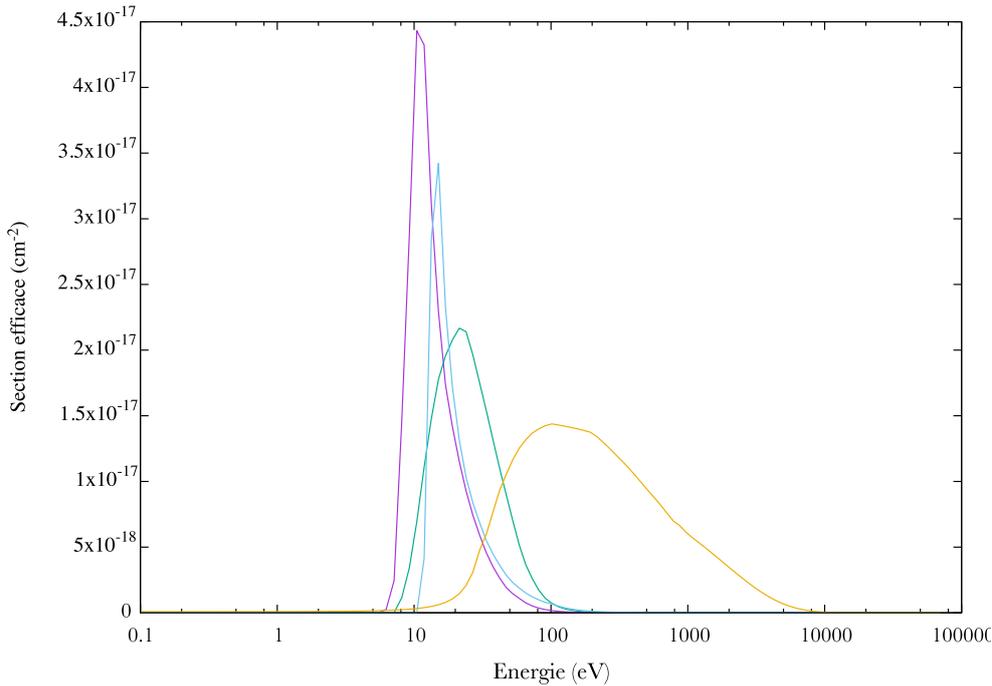


FIGURE 33 – Sections efficaces de collision électronique des états $C^3\Pi_u$ (bleu), $B^3\Pi_g$ (vert) et $A^3\Sigma_u^+$ (violet) de N_2 et de $B^2\Sigma_u^+$ (orange) de N_2^+ . Tiré de Rees (1989) et Strickland et al. (1989).

Dans le cas de l'ion N_2^+ , la méthode est la même pour le calcul des émissions de la bande à 391 nm (o-o) du système 1NG. Concernant l'étude de

la bande à 427,8 nm (0-1), nous avons utilisé un rapport de branchement issu de Torr & Torr (1982), d'une valeur de 0,35.

4.2.2 Émissions

Comme pour le monoxyde d'azote, nous utilisons la formule 3.7 pour calculer les émissions liées au diazote et à son ion. Ici encore, certaines émissions étant issues uniquement de l'impact électronique et n'étant pas désexcitées collisionnellement, le taux d'émission sera donc égal au taux de production électronique de cet état.

Ceci n'est pas le cas de l'état $A^3\Sigma_u^+$, qui va avoir un apport d'énergie des états supérieurs. Il faudra prendre en compte les cascades depuis l'état supérieur ($\eta_{B^3\Pi_g}$). Cet état va également être désactivé collisionnellement par O, N₂ et O₂. Ce *quenching* apparaît sous le terme $L_x^{A^3\Sigma_u^+}$. De la même manière qu'au Chapitre précédent, on retrouve le calcul du taux d'émission volumique, ici pour l'état $A^3\Sigma_u^+$, sous la forme :

$$\eta_{A^3\Sigma_u^+} = A_{tr} \cdot \frac{P_{A^3\Sigma_u^+} + \eta_{B^3\Pi_g}}{L_x^{A^3\Sigma_u^+} + A_{tr}} \quad (4.1)$$

Le détail des calculs pour chaque système est disponible en Annexe 3.

4.3 RÉSULTATS

La Figure 34 montre les systèmes 1P, 2P et VK dans des conditions similaires à celles utilisées pour le monoxyde d'azote, c'est-à-dire une distribution électronique avec $E_0=10$ keV pour une énergie intégrée de $10 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et une atmosphère définie par $A_p=9$ et $f_{10,7}=150$. Ceci correspond à de fortes précipitations dans une atmosphère globalement calme. Le pic d'émission des 3 bandes est situé aux alentours de 100 km d'altitude, avec un maximum d'émission pour le système 1P, avec un pic à $2.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. La 2P suit juste derrière avec un maximum à $1.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, tandis que la bande de Vegard-Kaplan est aux alentours de $1.10^2 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Ceci s'explique par le fait que cette dernière est fortement désexcitée collisionnellement (voir Figure 35). Sans la prise en compte de ce mécanisme, on voit que cette bande culminerait à $3.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. On remarque également que VK (comme les autres systèmes désexcités collisionnellement, voir Chapitre 3) a un pic beaucoup moins marqué en altitude et donc un profil d'émission plus large.

La Figure 36 montre l'effet des cascades sur l'état $A^3\Sigma^+u$. On voit que celles-ci contribuent à environ la moitié de la production de cet état. Sans cascades, les émissions seraient environ $3.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, alors qu'avec elles culminent à environ $5.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ au niveau du pic.

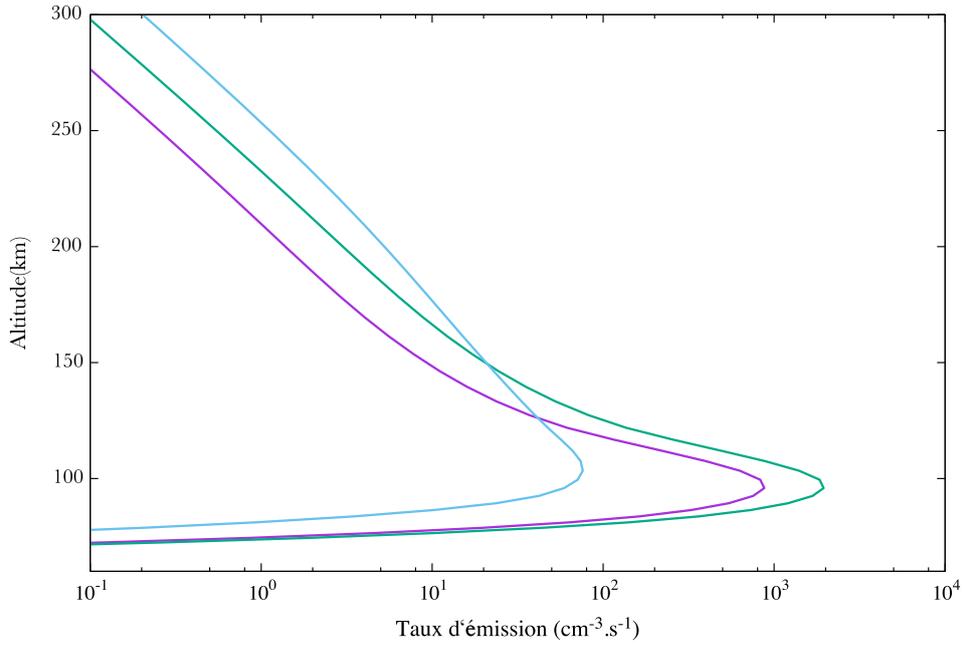


FIGURE 34 – Taux volumique d'émission de N_2 , avec, de droite à gauche à 200 km, les bandes de Vegard-Kaplan (bleu), 1^{ère} Positive (vert), 2^{ème} Positive (violet).

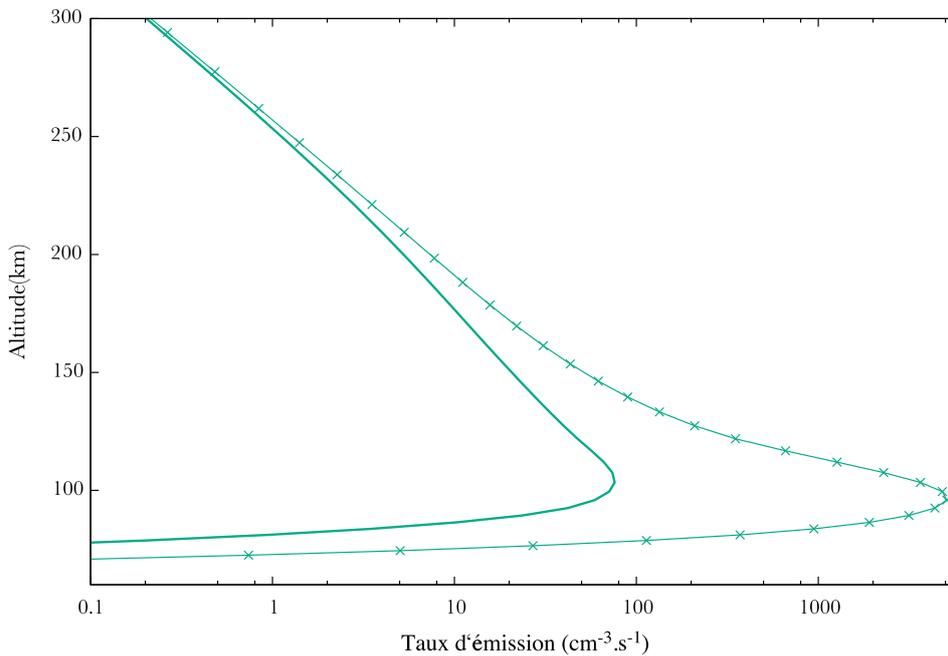


FIGURE 35 – Impact du quenching sur l'état $A^3\Sigma^+u$ de N_2 . La courbe sans marqueurs indique la prise en compte du *quenching*. La courbe avec marqueurs montre le taux d'émission sans le prendre en compte.

La Figure 37 montre les émissions liées à N_2^+ . Dans ce cas, le pic d'émission de N_2^+ est de $2,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la raie de la 1N, à 391nm et de

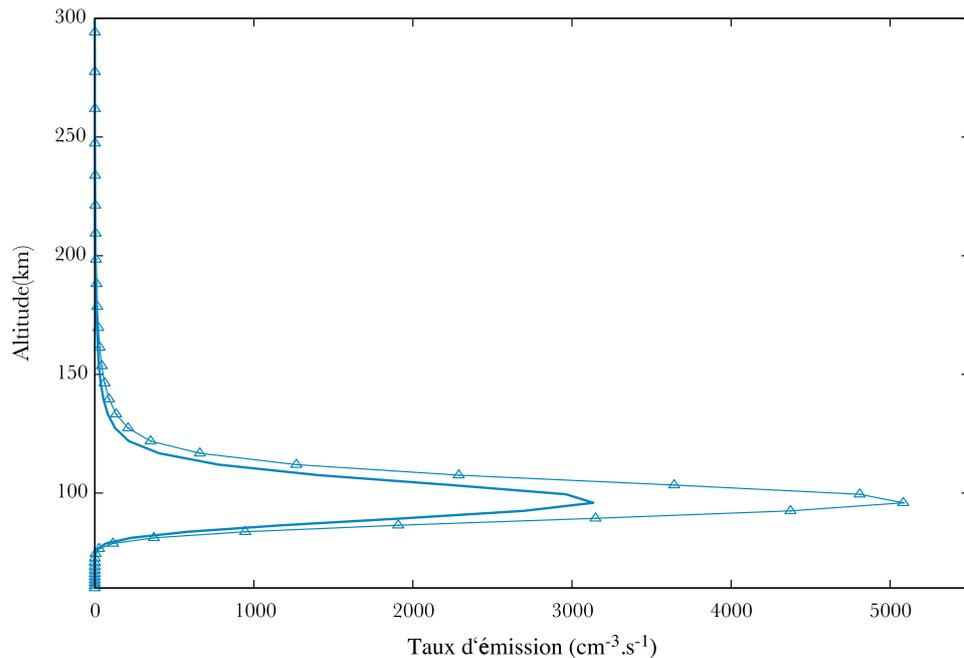


FIGURE 36 – Impact des cascades sur l'état $A^3\Sigma^+u$ de N_2 . La courbe avec marqueurs indique la prise en compte des cascades, celle sans marqueurs correspond aux émissions sans cascades. Attention, ici, l'échelle de l'axe des abscisses est linéaire.

$1.10^3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la raie de la $1N$ à 427 nm.

On obtient ici des émissions de N_2^+ supérieures à celles de N_2 au niveau du pic d'émission, et ceci se retrouve du point de vue des émissions intégrées sur la colonne (Table 8). La Figure 38 compare les émissions de N_2 et N_2^+ à celles de l'oxygène atomique. Encore une fois, on remarque que les taux d'émission de N_2^+ sont les plus intenses, au dessus même des taux d'émission des raies verte et rouge. On voit que toutes les émissions de N_2 et N_2^+ piquent un peu en-dessous de 100km, sauf pour le système de VK qui a lui son pic d'émission un peu au-dessus, à cause du *quenching*. La raie verte a elle son maximum autour de 120 km et la raie rouge plutôt vers 220 km, comme attendu. En considérant les intensités intégrées (Table 8), les émissions de l'oxygène sont également moins intenses que celles de N_2^+ . Ceci est à première vue assez surprenant, la raie verte étant l'émission la plus visible dans les aurores. Cependant, il ne faut pas oublier que les émissions moléculaires sont étendues sur de larges gammes de longueurs d'onde, dispersant ainsi cette forte intensité totale. Les raies verte et rouge de O^1S et O^1D sont elles émises sur une plage de longueur d'onde très étroite.

La Figure 39 montre les émissions de N_2 et N_2^+ pour différents types de précipitations électroniques. On remarque tout d'abord que les émissions ont le même comportement pour chaque flux électronique précipitant. Avec un flux d'électrons précipitants d'énergie moyenne $E_0=1$ keV et

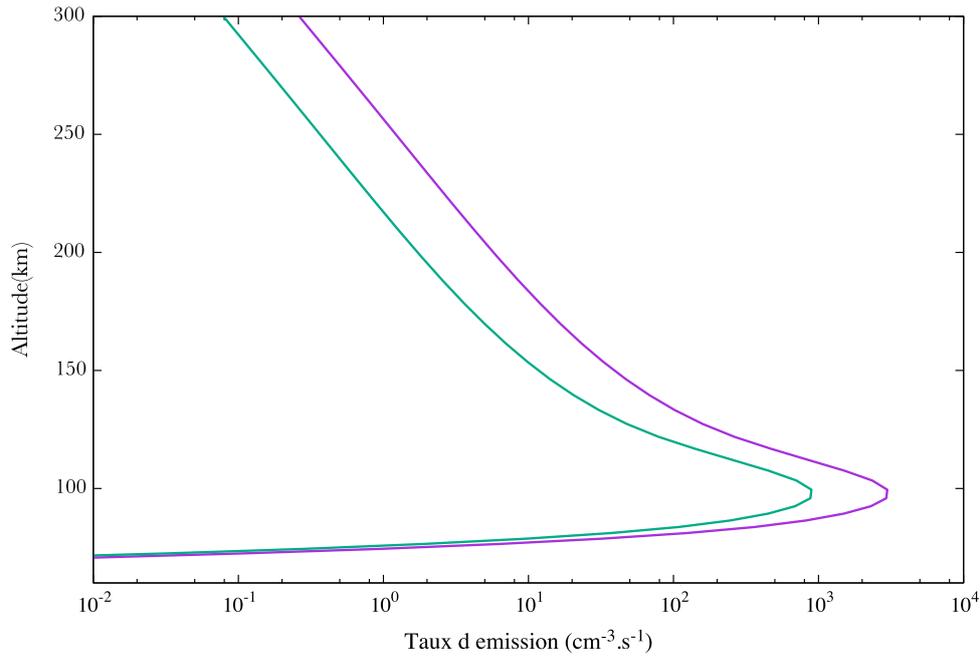


FIGURE 37 – Taux volumique d'émission de N_2^+ , avec, de droite à gauche à 200 km, la bande (0-0) à 391 nm (violet) et la bande (0-1) à 427,8 nm (vert).

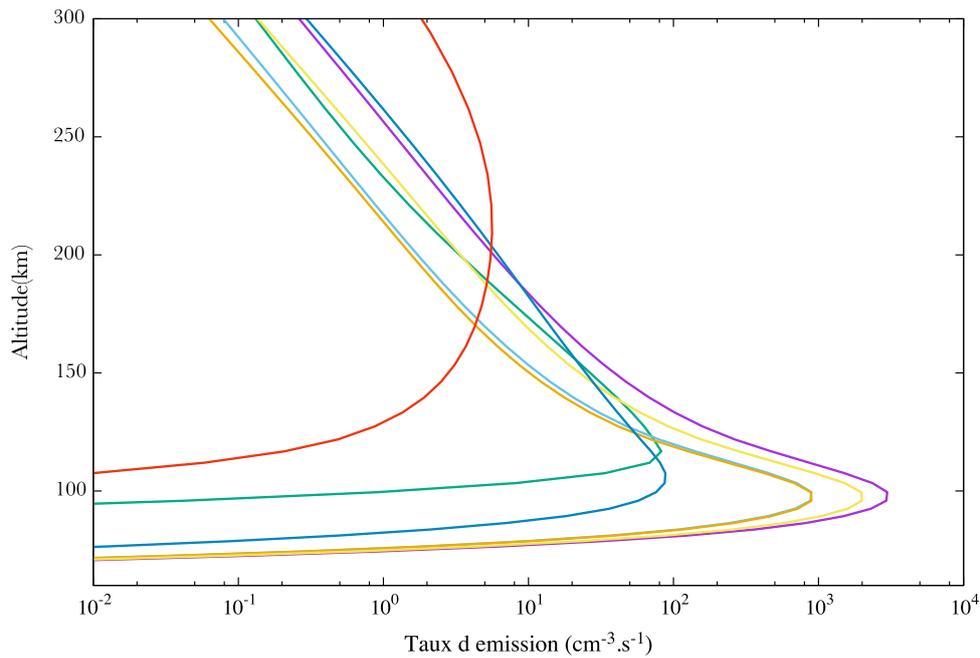


FIGURE 38 – Comparaison des taux volumique d'émission de N_2 et N_2^+ avec les raies à 557 et 630 nm de l'oxygène. On a, de droite à gauche à 250 km, la raie rouge de O (630,0 nm) (rouge), Vegard-Kaplan (bleu foncé), 1NG (391 nm) (violet), 1P (jaune), la raie verte (557,7 nm) (vert), 1NG (427,8 nm) (bleu clair) et 2P (orange).

Système, bande ou raie étudié	Intensité intégrée (kR)
Vegard-Kaplan	0.4
1 ^{ère} Positive	4.2
2 ^{ème} Positive	1.8
1 ^{ère} Négative (0-0), 391 nm	6.4
1 ^{ère} Négative (0-1), 427,8 nm	1.9
O ¹ S (557,7 nm)	3.5
O ¹ D (630,0 nm)	0.3

TABLE 8 – Intensités intégrées des émissions N_2 et N_2^+ . On remarque que les intensités intégrées suivent la tendance de la Figure 38, avec les émissions de 1NG les plus intenses, suivies de 1P, 2P et VK. Les intensités des raies de l’oxygène sont indiquées pour comparaison. Ici, j’ai séparé les émissions à 391 et 427,8 nm de 1NG. Si l’on somme ces deux bandes, l’intensité totale émise par ce système est de 8,3 kR.

une énergie intégrée d’ $1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, on a les émissions de N_2 qui sont supérieures à celles de N_2^+ , avec des pics à respectivement environ 1.10^2 et $4,5.10^1 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Le pic d’émission se situe à environ 110 km d’altitude.

Pour un flux précipitant de $E_0=10 \text{ keV}$, $10 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, nous avons un taux d’émission similaire pour N_2 et son ion, avec un taux d’émission d’environ $1.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 100 km d’altitude.

Pour un flux d’électrons de $E_0=100 \text{ keV}$, $100 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le pic est aux alentours de 80 km d’altitude, et cette fois l’ion N_2^+ a un taux d’émission supérieur à celui de N_2 , avec respectivement $3.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ et $2.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Cette variation s’explique simplement par le jeu des sections efficaces, celles de N_2^+ se situant en moyenne plus haut en énergie que celles de N_2 .

4.4 DISCUSSION ET PERSPECTIVES

En souhaitant comparer ces résultats avec des observations ou autres modèles, je me suis heurtée à une petite difficulté. Si cela n’est pas inéluctable, cela soulève néanmoins quelques questions. Je n’ai trouvé que peu de publications récentes concernant l’étude des émissions de l’azote (ce fut également le cas pour NO). Les années 1970 à 1990 semblent avoir fourmillé d’idées, de mesures et de modélisations, mais les articles écrits depuis les années 2000 sont rares, ou non pertinents concernant ce travail. Je ne peux m’empêcher de me demander pourquoi. Le sujet aurait-il été épuisé, faute de nouvelles découvertes ? Les conclusions sont-elles arrivées dans une impasse ? On peut également proposer la piste des limitations technologiques de cette époque...

Deans & Shepherd (1978) étudie les émissions de plusieurs composés thermosphériques, dont la bande à 427,8 nm de N_2^+ à l’aide d’un pho-

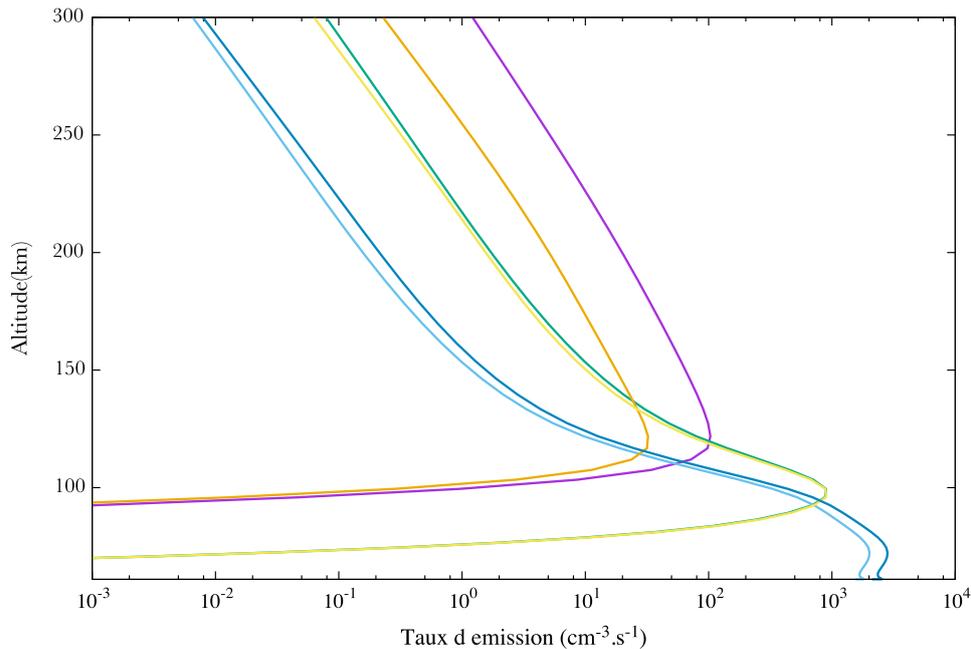


FIGURE 39 – Comparaison des taux volumique d'émission de N_2 et N_2^+ selon différents schémas de précipitations électroniques. Les courbes orange et violette représentent respectivement les émissions de la $2P$ et 391 nm pour $E_0=1$ keV, et une intensité intégrée de $1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. En jaune et vert, on a respectivement les mêmes bandes pour $E_0=10$ keV, $10 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. En bleu clair et foncé, encore la même chose pour $E_0=100$ keV, $100 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

tomètre embarqué sur une fusée, lancée dans une aurore de type IBC II le 23 janvier 1974 depuis la région du Manitoba au Canada. Ces détails nous permettent de retrouver les conditions d'activité géomagnétique et solaire afin de lancer notre modèle. Deans & Shepherd (1978) obtient un pic d'émission à environ 105 km pour un taux d'émission volumique de $3.10^3 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, selon le profil montré Figure 40. La Figure 41 montre notre résultat dans les mêmes conditions. La similitude des résultats nous conforte dans l'utilisation du code TRANS. Cependant on remarque là où notre profil s'incurve au-dessus de 120 km, celui de Deans & Shepherd (1978) s'arrondit. Ceci peut provenir de l'incertitude des mesures de Deans & Shepherd (1978) (on voit que le nuage de points s'épaissit juste au-dessus, elles ne sont donc plus très significatives), ou bien des extrapolations faites sur le modèle d'atmosphère dans TRANS.

Cependant, Jokiahho et al. (2009) indique qu'il convient de rester vigilant quant aux émissions provenant de 1NG mesurées, celles-ci pouvant être sur-estimées photométriquement à cause de phénomènes de diffusion.

Strickland et al. (1989) a également étudié le système 1NG de N_2^+ , mais cette fois-ci via un modèle (Strickland et al., 1976), (Strickland & Anderson, 1983) résolvant lui aussi l'équation de Boltzmann pour le transport d'électrons. La Figure 42 montre, les résultats de Strickland et al. (1989) : on a les émissions de 1NG pour différentes distributions de précipitations électro-

Je définis la classification IBC un peu plus loin.

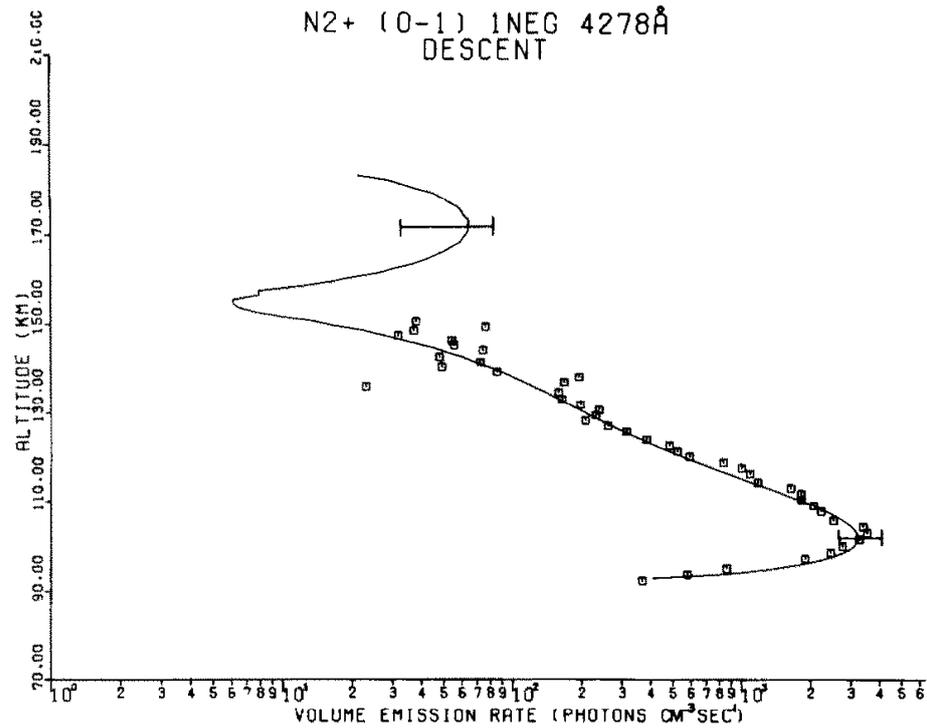


FIGURE 40 – Courbe tirée de Deans & Shepherd (1978) représentant la bande (0-1) de 1NEG obtenue expérimentalement. Les points représentent les mesures tandis que la ligne est un *fit* dérivé d'une différence finie d'ordre 8.

niques, avec $1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ en énergie intégrée, et E_0 variant entre 0,1 et 8 keV. J'ai reproduit les émissions dans les mêmes conditions (Figure 43). Les altitudes des pics d'émission sont globalement identiques, ainsi que les intensités moyennes. Ces écarts peuvent venir des différences entre les modèles d'atmosphère ou des jeux de sections efficaces employés. Cependant, là où l'on voit une augmentation des émissions avec l'augmentation de E_0 pour Strickland et al. (1989), ce n'est pas le cas dans notre modèle. Si l'énergie caractéristique augmente à valeur intégrée fixe, les électrons seront alors moins nombreux. Les résultats de Strickland et al. (1989) suggèrent que l'efficacité de leur impact sur N_2^+ augmente avec leur énergie moyenne. Si l'on se réfère à la Figure 33, on voit que la taille des sections efficace de 1NEG est maximale autour de 100 eV, ce qui contredit cette hypothèse. Les résultats de Strickland et al. (1989) sont cependant cohérents si l'on considère un nombre de particules constant.

Lanchester et al. (2009) est l'étude la plus récente sur les émissions de N_2 que j'ai pu trouver. Ce travail porte sur l'instrument ASK (*Auroral Structure and Kinetics*), imageur multispectral, et sur la modélisation des émissions enregistrées par celui-ci. Cet article s'intéresse à la bande à 673,0 nm du système 1P de N_2 . Etant donné que nous calculons ce système dans son intégralité et non le détail de ses bandes, il nous est difficile de faire des

ASK est composé de 3 caméras alignées avec le champ magnétique local, chaque caméra imageant une bande spectrale différente.

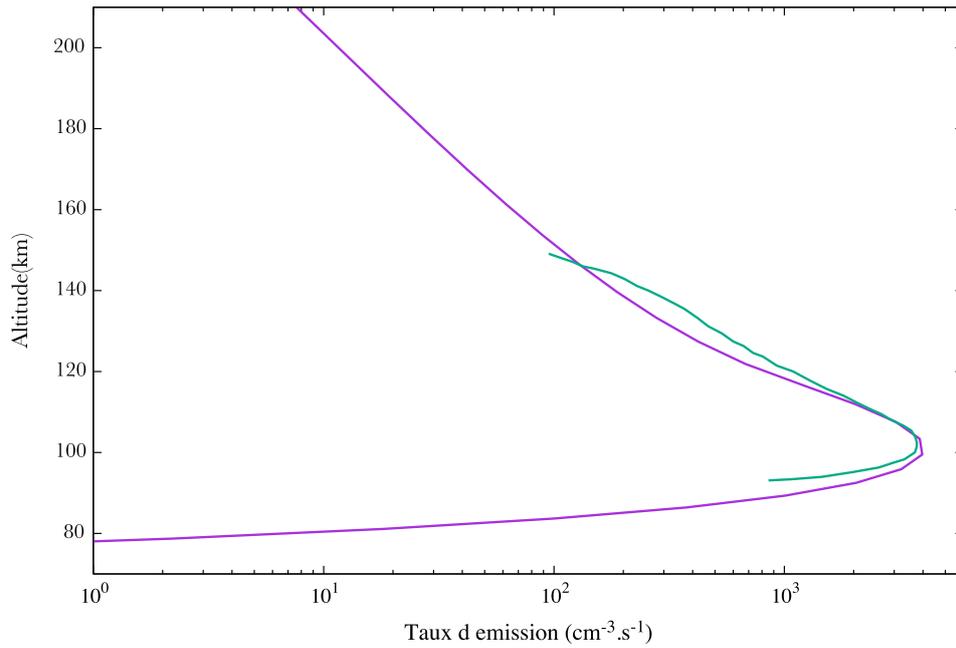


FIGURE 41 – Courbe obtenue avec le modèle TRANS en reproduisant les conditions atmosphériques (violet) et les données de [Deans & Shepherd \(1978\)](#) (vert). La distribution électronique utilisée est définie par $E_0=7$ keV et $30 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

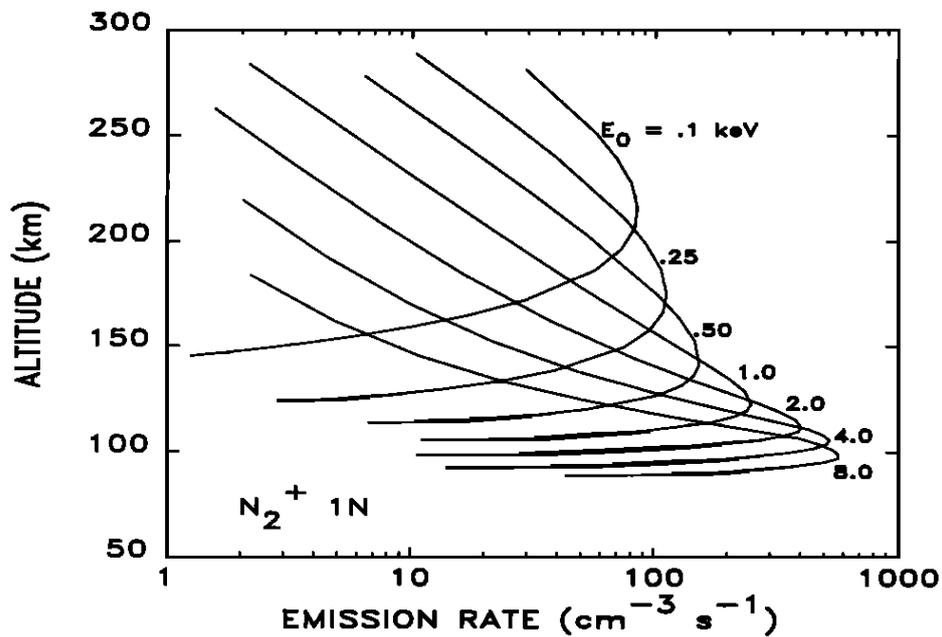


FIGURE 42 – Courbe tirée de [Strickland et al. \(1989\)](#) représentant le système 1NG obtenue par modélisation.

comparaisons. Cela souligne une perspective majeure de ce travail, qui est

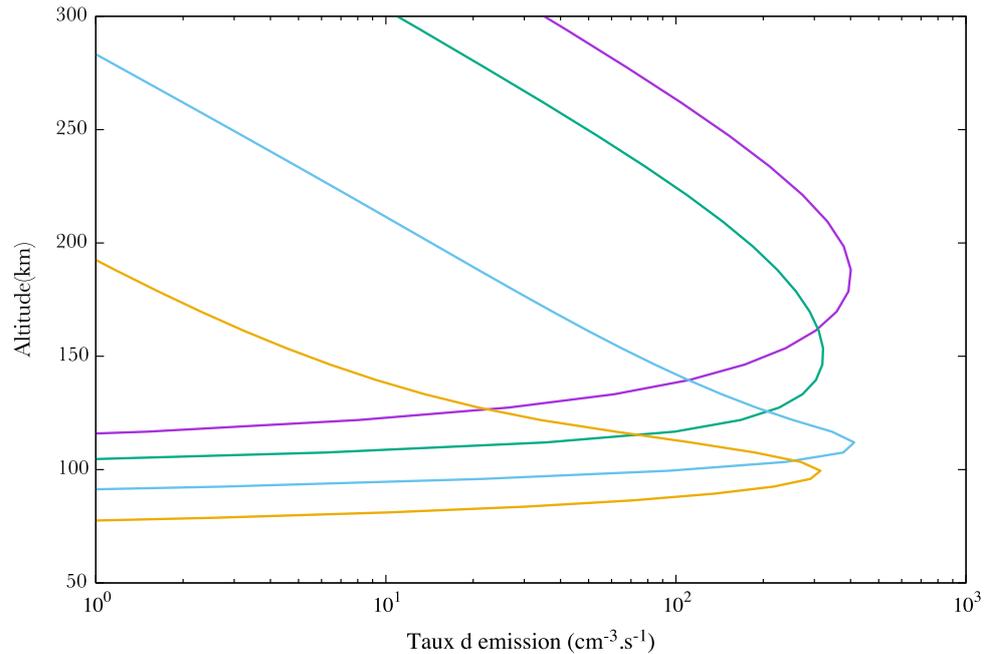


FIGURE 43 – Courbe obtenue avec le modèle TRANS en se plaçant dans les mêmes conditions. On a $E_0=0.25$ keV (violet), 0.5 keV (vert), 2 keV (bleu) et 8 keV (orange).

d'étudier la structure vibrationnelle et de l'intégrer dans le code TRANS, notamment lorsque l'on dispose de spectres complets.

De manière générale, j'ai pu trouver des valeurs d'émissions intégrées des système 1P, 2P et VK très élevées. [Green & Barth \(1965\)](#) obtient des intensités allant jusqu'à 2350 kR pour le système VK, 1080 kR pour 1P et 250 kR pour 2P en indiquant seulement se placer dans les conditions d'une aurore de type IBC III (*International Brightness Coefficient*). Ce coefficient sépare la luminosité des aurores en quatre catégories, résumées dans le Tableau 9 ([Seaton, 1954](#)), ([Chamberlain, 1961](#)). J'ai donc cherché à reproduire ces résultats, en cherchant manuellement les paramètres de la Maxwellienne correspondant à des émissions de l'ordre de 100 kR dans la raie verte. Je me suis placée dans des conditions actives ($A_p=35$ et $f_{10.7}=250$) et ai réussi à obtenir 100 kR dans la raie verte avec une distribution d'électrons précipitants avec une énergie moyenne $E_0=10$ keV et intégrée de $300 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Dans ces conditions, j'ai obtenu des intensités intégrées de 57 kR pour 2P, 127 kR pour 1P et 15 kR pour VK. Encore une fois dans notre simulation, le système VK ressort bien inférieur alors qu'on le trouve dominant dans la littérature. Ceci peut s'expliquer en partie par le *quenching*, qui n'était pas encore pris en compte dans les travaux cités précédemment. De plus, je n'ai pas pris en compte toutes les cascades sur l'état $A^3\Sigma_u^+$.

IBC	Description de la luminosité	Équivalence pour la luminosité de la raie O ¹ S (kR)
I	Voie Lactée	1
II	Nuages légers éclairés par la Lune	10
III	Cumulus éclairés par la Lune	100
IV	Pleine Lune	1000

TABLE 9 – Tableau récapitulatif de la classification IBC ainsi qu’elle a été définie dans Chamberlain (1961).

Nous pouvons cependant nous interroger sur la précision d’un tel indice de brillance... Ceci démontre la nécessité de préciser tous les paramètres d’entrée de nos modèles, ou des conditions présentes lors des mesures afin de faciliter la reproduction des résultats. De plus, unifier les proxys éviterait les ambiguïtés.

Dans les comparaisons et les modélisations des futures données ATISE et AMICal il faudra donc faire attention au phénomène de diffusion lors de l’interprétation. Les émissions de N₂ et N₂⁺ sont très intenses, mais étalées sur des larges gammes spectrales, et les bandes en elles-mêmes sont parfois très faibles par rapport à des émissions atomiques telle que la raie à 557,7 nm de l’oxygène atomique. Le challenge, nous le verrons, va être de concevoir un instrument avec une dynamique assez grande et une résolution spectrale suffisante tout en maintenant une résolution temporelle de l’ordre de la seconde pour pouvoir discerner celles-ci.

SYNTHÈSE

- ✓ N_2 et N_2^+ sont parmi les plus abondants dans la haute atmosphère terrestre. Ceci en fait des outils potentiels majeurs pour étudier la déposition des précipitations électroniques.
- ✓ Les émissions liées à N_2^+ sont extrêmement intenses, et sont facilement visibles dans le ciel auroral (bandes à 391 et 427,8 nm). Il est donc aisé de les observer depuis le sol comme depuis l'espace.
- ✓ Cela semble plus complexe pour les émissions de N_2 , qui ont une intensité globale plus faible, et donc des bandes moins marquées. Si l'on souhaite les discerner, cela nécessitera un instrument avec une grande dynamique et résolution spectrale. Ceci est l'objectif du nanosatellite ATISE, présenté au Chapitre suivant.
- ✓ De manière générale, il est important de préciser et d'unifier la façon dont sont décrites les émissions aurorales et les conditions dans lesquelles elles se placent.



Skibotn, mars 2017

That's no moon... It's a space station.

Obi-Wan Kenobi (Lucas, 1977)

Sommaire

4.1	Le diazote dans l'atmosphère	63
4.1.1	Structure moléculaire	64
4.2	Modélisation	67
4.2.1	Production	67
4.2.2	Émissions	68
4.3	Résultats	68
4.4	Discussion et Perspectives	72

Les nanosatellites ¹ ATISE (*Auroral and Thermospheric Ionospheric Spectrometer Experiment*) et AMICal-Sat (*Auroras and Moon Intensity Calibration Satellite*) sont tous deux destinés à l'observation de la haute atmosphère de la Terre. Ils sont conçus au Centre Spatial Universitaire de Grenoble (CSUG), inauguré en septembre 2015. La particularité de ces satellites est qu'ils sont construits grâce à la collaboration entre scientifiques, industriels, mais surtout étudiants, la plupart issus du bassin grenoblois. À ce jour, les deux satellites sont en phase A .

Ces deux satellites cherchent à répondre au besoins évoqués aux Chapitres précédents, en terme d'observations de spectres étendus d'aurores et d'*airglow*.

L'accès aux mesures *in situ* pour cette région de l'atmosphère (80 à 400 km) se révèle complexe : les ballons stratosphériques ne peuvent pas atteindre ces altitudes à cause de la trop faible pression. Mais celle-ci reste toutefois trop élevée pour permettre à un satellite de maintenir une orbite stable : la décélération via frottements va enclencher la descente et la destruction rapide de celui-ci. Le seul moyen permettant d'accéder à des mesures *in situ* sont les instruments embarqués sur des fusées. Les observations, et spécialement celles sur le long terme, sont cependant essentielles dans ce domaine, puisque comme on l'a vu dans les chapitres précédents, ces émissions sont un traceur de l'activité géomagnétique. Elles doivent donc être faites à distance, depuis le sol, un ballon stratosphérique ou l'espace. Aujourd'hui, la plupart de ces études sont faites depuis le sol, mais quelques observations spatiales sont réalisées, se concentrant cependant sur quelques longueurs d'ondes précises dans le visible ou dans l'UV.

Vous trouverez en Annexe 4 le détail des différentes phases ainsi que le document regroupant les spécifications scientifiques de la mission ATISE.

1. Un satellite, nano ou pas, est composé d'une charge utile (ici les instruments ATISE et AMICal) et d'une plateforme. Dans ce Chapitre, afin d'éviter les répétitions, j'utiliserai indifféremment les termes nanosatellites et instruments pour désigner ceux-ci.

5.1 INTRODUCTION

Les observations depuis le sol sont les plus répandues, car plus simples à réaliser, mais d'autres problèmes apparaissent.

Tout d'abord, certaines gammes de longueur d'ondes nous sont inaccessibles : c'est le cas des UV, absorbés principalement par l'ozone atmosphérique. L'infrarouge moyen et thermique sont majoritairement absorbés par l'atmosphère, et l'infrarouge lointain est lui absorbé par la vapeur d'eau et le CO₂. Ensuite, les facteurs météorologiques (humidité de l'air et couverture nuageuse notamment) sont également à prendre en compte, tout comme la présence de Lune, et la pollution lumineuse. En effet, ces facteurs sont susceptibles de fausser ou, dans une moindre mesure, augmenter le bruit des acquisitions. Enfin, le besoin d'une présence humaine peut complexifier les observations, dans le cas où il sera difficile d'avoir une couverture temporelle régulière. A cela s'ajoute le fait que depuis le sol, on a seulement une vue d'en dessous, ce qui engendre une perte d'information : il est difficile d'estimer l'altitude à laquelle elle a lieu (sauf en un point précis avec plusieurs instruments), tout comme sa différenciation verticale. Enfin, il est très difficile d'observer les structures globales de l'ovale auroral depuis le sol.

Seulement quelques instruments basés au sol sont capables de mesurer un spectre auroral (presque) complet. Une exception peut être faite pour le spectromètre auroral installé à l'Observatoire Kjell Henriksen (KHO) près de Longyearbyen. Cet instrument, sobrement nommé *Auroral Spectrograph*, est une expérience de l'Institut de Recherche Polaire Japonais (NIPR), et observe les aurores entre 420 et 740 nm, pour des altitudes comprises entre 100 et 400 km. Sa résolution temporelle est de 5 secondes (Aso, 2017).

Depuis l'espace, seule l'*Arizona Airglow GLO Experiment* a été capable d'enregistrer des spectres complets d'airglow dans l'UV et le visible, et ce, à bord d'une navette spatiale, il y a maintenant près de 30 ans (Knecht et al., 1997), (Broadfoot et al., 1997), (Broadfoot & Gardner, 2001). Cette dépendance sur la navette spatiale impliquait de grandes discontinuités temporelle et spatiale dans les données collectées. De plus, vu les orbites de la navette spatiale peu inclinées, aucun spectre d'aurore n'a pu être réalisé. Cet instrument était également très imposant, et pesait plusieurs centaines de kilos. L'agence spatiale japonaise, la JAXA, a lancé en 2005 le satellite Reimei dont le rôle est d'imager les aurores et les précipitations électroniques le long des lignes de champ. Ce satellite pèse 72 kg pour moins d'un m³.

D'autres expériences, telles que MICADO sur le satellite UARS ont été capables d'enregistrer des raies particulières, dont notamment la raie rouge, mais pas de spectre complet (Thuillier et al., 1996).

Les fusées sont le meilleur moyen d'avoir des observations in situ, et ont été largement utilisées depuis les années 1970 (des centaines de lancement), notamment par la NASA. Celles-ci ont permis de grandes avancées dans la compréhension des ces phénomènes, de part les études spec-

trales (voir (Feldman & Doering, 1975) et (Deans & Shepherd, 1978) par exemple), mais aussi dans la mesure des flux d'électrons précipitants (par exemple (Deans & Shepherd, 1978)).

L'exploration des spectres complets auroraux reste donc un champ à enrichir.

Mais pourquoi a-t-on besoin d'avoir un spectre complet? Culot et al. (2004) et Culot et al. (2005) ont montré que les raies verte et rouge de l'oxygène atomique ne suffisent pas à donner une information précise sur les variations de la distribution des particules précipitées pour une application en météo de l'espace.

L'instrument ATISE est conçu de manière à être capable de mesurer des spectres d'aurores et d'*airglow* depuis l'espace sur plusieurs lignes de visées, distribuées verticalement. L'expérience permettra ainsi la construction de profils verticaux de spectres d'émission continus, dans une gamme spectrale comprise entre 380 et 900 nm, qui regroupe les émissions de nombreux atomes et molécules. On peut noter que l'intérêt est double, à la fois scientifique et technologique puisque ATISE est basé sur la technologie μ SPOC développée à l'IPAG et à l'ONERA (Le Coarer et al., 2014). En effet, l'instrument ATISE ne devrait pas peser plus de 3 kg. Le lancement est prévu pour 2020, pour une durée de vie initiale de 2 ans, ce qui permettra des observations sur le long terme.

Les petits satellites tirent avantage de la miniaturisation des technologies et permettent de concevoir des satellites plus légers, et donc plus économiques, que ce soit en terme de matières premières mais aussi pour le lancement. Ils sont généralement classés en fonction de leur masse (cette classification n'a pas encore été normalisée). On trouve les femtosatellites pour les plus légers (masse <100g), puis les picosatellites et les nanosatellites, dont fait partie ATISE (masse comprise entre 1 et 50 kg). Au-delà se trouvent les micro et minisatellites, qui pèsent jusqu'à 500kg.

Les aurores sont issues de la fluorescence tandis que l'airglow est produit par chimiluminescence.

5.2 ATISE

La mission ATISE est dédiée à la météo de l'espace et a pour but premier de mesurer des spectres auroraux, ainsi que le *day-* et *nightglow*, dans la haute atmosphère terrestre, permettant ainsi de contraindre la distribution des particules énergétiques précipitants dans celle-ci via le code TRANS décrit dans le Chapitre 2. Ceci amène des objectifs majeurs : mesurer sur le long terme de profils verticaux de spectres auroraux et d'*airglow*.

Les spectres continus auroraux sont d'autant plus rares que les bandes moléculaires sont de faible intensité pour la plupart. On peut mentionner les études de Morrill & Benesch (1996) et de Jokiahho et al. (2008). Ces spectres sont cependant essentiels si l'on veut comprendre la structure complète de ces bandes et ainsi multiplier les quantités observables liées aux réponses de la haute atmosphère aux précipitations de particules. Les structures rotationnelles et vibrationnelles des bandes d'émissions moléculaires sont en particulier porteuses d'information et permettront de

compléter les transitions électroniques étudiées précédemment dans ce manuscrit. Les intensités relatives des différentes bandes d'émission (ro-vibrationnelles) donnent des informations sur les mécanismes d'excitation, l'énergie incidente et la réponse atmosphérique à cette sollicitation (modification de température, ionisation, ...). Un des grands avantages de ATISE est sa très grande capacité à capter la lumière, permettant de réaliser ces spectres à haute cadence, mais nous y reviendrons plus tard.

Cette mission se place donc dans la logique de recherche de nouvelles observables pour comprendre cette région de l'environnement spatial terrestre.

5.2.1 Exigences scientifiques

Les exigences scientifiques vont être dictées par ces besoins en observations. Tout d'abord, nous souhaitons avoir une couverture temporelle la plus large possible. L'idéal serait de pouvoir observer les variations aurorales liées au cycle solaire, mais les contraintes instrumentales étant aussi importantes, nous avons fixé la durée nominale de la mission à 2 ans, extensible à 5 ans, ce qui correspond à un demi-cycle solaire. La mission continuera en fonction de l'état des systèmes. Un cubesat ne permet pas à l'heure actuelle d'espérer une mission couvrant un cycle solaire entier.

Ensuite, nous souhaitons avoir une couverture globale de la Terre, afin de pouvoir observer à la fois les aurores et l'*airglow*, y compris les zones d'anomalies magnétiques telles que l'anomalie sud Atlantique. Ceci va impliquer une orbite fortement inclinée, avec si possible une dérive en heure locale, afin d'avoir des observations les plus complètes possibles. Le meilleur choix pour remplir cet objectif est une orbite à 70° (Figure 44), avec un changement en heure locale minimal de 12h en 100 jours. Comme vu aux Chapitres 1 et 2, les phénomènes magnétosphériques dépendent fortement de cette heure locale et sont donc porteurs d'information. Entre l'étude de l'*airglow* et des aurores, celle des aurores sera prioritaire, mais puisque les phénomènes auroraux varient avec l'activité magnétique, des observations doivent être faites à toutes les latitudes.

L'altitude du satellite va autant dépendre des besoins scientifiques que des exigences techniques, telles que le poids, le contrôle de l'orbite et de la désorbitation en fin de vie du satellite. Pour les raisons scientifiques, nous avons besoin d'une orbite comprise entre 400 et 700 km. C'est ensuite la durée de vie qui contrôle l'altitude choisie. Trop bas nous ne pourrions pas atteindre 5 ans, et trop haut le satellite ne respecte pas la LOS (Loi relative aux Opérations Spatiales), annonçant qu'il doit descendre en moins de 25 ans après la fin des opérations. Les simulations effectuées avec le logiciel STELA ont déterminé une orbite optimale autour de 650km.

On souhaite pouvoir reconstruire les profils verticaux des émissions. Celles-ci s'étendent dans les différentes couches de l'ionosphère, entre 100

Il est difficile d'estimer précisément le temps de la mission. En effet, les études préliminaires réalisées pour les satellites étudiants sont bien moins poussées que pour les grosses missions.

L'heure locale est l'angle dans le plan horizontal que fait le plan orbital par rapport à la direction Soleil-Terre exprimé en heures. 12h correspondant à un angle de 0° .

Plus on se rapproche de l'orbite héliosynchrone, plus la dérive en heure locale est faible. 70° permet, en visant au limbe, d'atteindre tous les points du globe. Une inclinaison plus faible ferait rater les zones polaires.

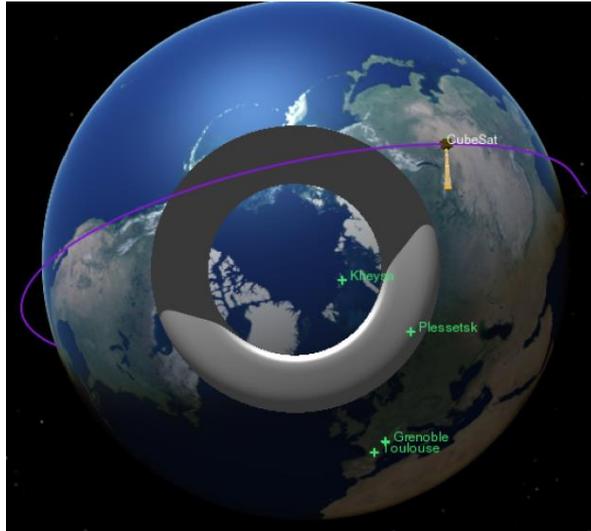


FIGURE 44 – Géométrie d’observation pour une orbite à 70° à une altitude de 650 km.

et 350 km environ (Figure 45). Et, on l’a vu aux Chapitres précédents, l’altitude d’émission va être un bon indicateur de l’énergie déposée. L’instrument aura donc plusieurs lignes de visées, réparties entre ces altitudes. Une résolution suffisante pour voir les différentes contributions des différentes couches est de 40 km, ce qui correspond à 6 lignes de visées. Bien sûr, un plus grand nombre de lignes de visée aurait été plus intéressant, mais il a également fallu composer avec la taille des micro-lentilles, la résolution spatiale, la luminosité, ... Le champ de vue sera donc divisé en 6 lignes de visées de $1^\circ \times 1,5^\circ$ (horizontalement). Bien que l’ionosphère, et donc les aurores, commencent plus bas, nous choisissons de ne pas observer les altitudes en-dessous de 100 km, les spectres d’émission étant alors pollués par les émissions de OH en-dessous de 90 km, notamment en dehors des régions aurorales. Ceci nous amène à la stabilité de pointage du satellite : la dérive ne devra pas dépasser $0,02^\circ \cdot s^{-1}$ dans la direction verticale (perpendiculaire au vecteur vitesse) et $0,25^\circ \cdot s^{-1}$ dans la direction de déplacement du satellite. Ainsi, la ligne de visée la plus basse ne devrait pas descendre en-dessous de 90 km pendant chacune des poses.

Le but de cette mission est de mesurer des spectres auroraux et d’*airglow* avec la meilleure résolution possible, tout en répondant aux contraintes de poids. Afin de pouvoir détecter les bandes vibrationnelles, une résolution R de 500 est nécessaire. Ceci se traduit par une résolution spectrale minimale de 1 nm. Nous souhaitons étudier en priorité les émissions moléculaires les plus fortes, à savoir celles de N_2 et de N_2^+ , en plus des émissions atomiques. Aux extrémités du spectre, l’objectif est d’atteindre la bande de N_2^+ à 391 nm et la raie de O à 844 nm. Certaines transitions de la bande de Meinel de N_2^+ apparaissent également intéressantes à 914 et 921 nm. Pour ces raisons, nous avons choisi d’étudier principalement les émissions

$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, où $\Delta\lambda$ est la séparation minimale entre deux raies.

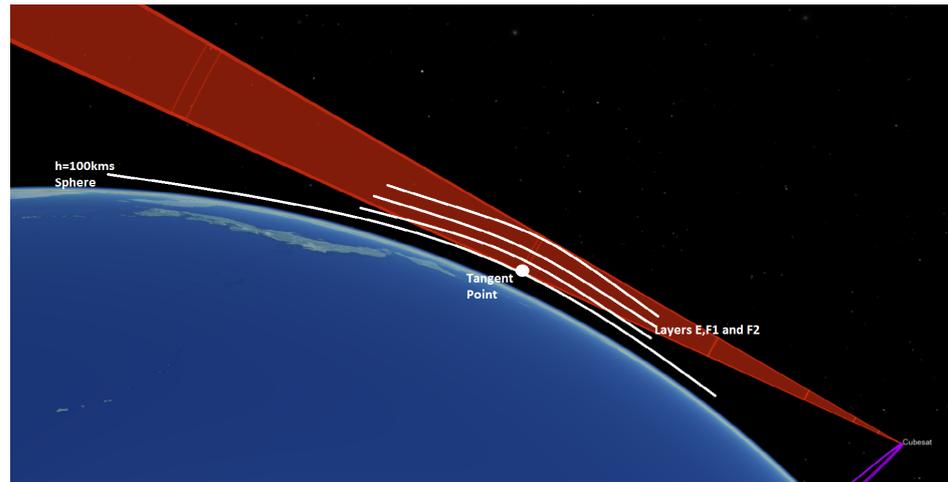


FIGURE 45 – Simulation VTS. Le champ de vue de l'instrument est représenté en rouge, et les différentes couches de l'ionosphère sont artificiellement distinguées par des courbes blanches.

situées dans le visible, ainsi que les proches UV et IR. La plage de longueur d'onde mesurée sera donc comprise entre 380 et 900 nm, voire 930 nm si possible. Il s'agit d'une première étape, un futur instrument plus complexe techniquement devra observer dans l'UV et sans doute un autre dans l'IR.

Les émissions moléculaires représentent une grande partie de la valeur ajoutée de la mission et se doivent donc d'être mesurables. Si ce n'est pas possible d'avoir la structure rotationnelle ($\Delta\lambda < 0.01$ nm), les niveaux vibrationnels doivent être distingués ($\Delta\lambda \sim 2$ nm), ce qui requiert une résolution de 600 à 600 nm. Les émissions moléculaires pouvant être faibles, comme les transitions vibrationnelles (qui portent elles aussi des informations importantes), la limite de détection sera de 5 Rayleigh.

Les raies n'auront pas forcément le même comportement face à l'apport d'énergie des précipitations électroniques, certaines y seront plus sensibles que d'autres. L'instrument va devoir être capable de mesurer ces faibles variations. La sensibilité devrait donc être grande, et ne pas excéder 1 Rayleigh, afin de voir les variations des raies les plus faibles.

Les aurores et l'airglow ont des intensités très différentes : en moyenne, l'airglow est 100 à 1000 fois moins lumineux que les aurores. De plus, la dynamique des aurores est très importante, atteignant plus d'un facteur 1000 entre une aurore faible et une aurore intense. Le satellite devra être capable de s'adapter à ces différences d'intensité et avoir une grande dynamique (>1000).

Les aurores étant fluctuantes et mobiles, le taux d'acquisition doit être assez rapide pour pouvoir suivre l'évolution de celle-ci. De plus, la vitesse du satellite étant de 6 km.s^{-1} , il faut un temps de pose assez court afin de pouvoir réaliser assez de mesures en un passage au-dessus de l'oval auroral. Une acquisition toutes les 2 secondes est une bonne moyenne en zone

*La variation minimum
détectable*

aurorale. Aux basses latitudes, l'*airglow* étant moins lumineux et moins dynamique spatialement, on peut se contenter d'un spectre toutes les 20 secondes. La capacité de l'instrument à observer l'*airglow* reste à déterminer, il n'est pas sûr qu'une augmentation de seulement un facteur 10 du temps d'acquisition suffise à capter ce type d'émissions.

Les aurores ayant des formes structurées, nous devons être le plus sûr possible de l'endroit où nous visons. Pour ceci, l'erreur de positionnement du pointeur est de $0,05^\circ$, et sa précision devra être de $0,1^\circ$ selon la verticale, et de $0,25^\circ$ à l'horizontale. Pour vérifier, une caméra additionnelle sera installée sur le satellite afin de voir précisément les structures aurorales et faciliter l'interprétation des spectres obtenus. Le champ de vue minimal requis est de $10^\circ \times 10^\circ$, de manière à couvrir un champ plus large que celui du spectromètre. Le temps d'exposition nécessaire à la prise de vue doit être inférieur ou égal à la cadence de mesure du spectromètre. Cette caméra peut également nous aider à reconstruire les profils verticaux, via l'intensité totale mesurée par celle-ci.

La description de cet imageur est faite plus loin dans ce Chapitre.

Les mesures devront être calibrées spectralement et photométriquement. La plupart des raies atomiques sont bien identifiées et faciles à reconnaître sans besoin de calibration, tandis que les raies moléculaires nécessitent une calibration spectrale, pour éviter la confusion entre les transitions vibrationnelles. Dans la partie rouge notamment, de nombreuses émissions se mélangent, compliquant l'interprétation des spectres. Il est important de noter que les calibrations *post-process* sont possibles, car les longueurs d'onde des 4 raies les plus visibles sont très bien connues (la bande de N_2^+ à 427,8 nm, les raies de l'oxygène atomique à 557, 630 et 844 nm).

Le code TRANS calcule les émissions en $\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour une transition donnée. La comparaison entre les données et les simulations nécessite une connaissance de l'intensité absolue des raies. Par ailleurs, la sensibilité de l'instrument étant susceptible de baisser au cours de la mission, il est indispensable de faire des calibrations photométriques à la fois absolue et relative.

De plus, les intensités des raies aurorales étant le cœur de l'instrument, il faut que cette information reste le plus fiable possible tout au long de la mission. Les calibrations à bord régulières sont donc nécessaires. Le meilleur objet considéré pour cette calibration est la Lune, dont la lumière réfléchi est bien connue et documentée (Kieffer & Anderson, 1998), (Kieffer & Stone, 2005), (Stone et al., 2005), (Lachérade et al., 2014), à l'aide des modèles ROLO et POLO. Il est impossible à l'heure actuelle d'obtenir des précisions photométriques meilleures que celles accessibles à l'aide de ces codes. La précision sera donc de 10% en absolu et 1% en relatif (Bordier, 2016).

5.2.2 Design de l'instrument

En plus de ces objectifs scientifiques, cette mission a également des objectifs technologiques, avec la validation de l'utilisation du système μ SPOC en environnement spatial pour l'observation aurorale dans le visible. Afin de répondre aux objectifs scientifiques, l'instrument sera un petit télescope.

N'étant pas opticienne, je ne présenterai que rapidement les différents objectifs technologiques et le design de l'instrument. Plus de détails peuvent être trouvés dans [Le Coarer et al. \(2016\)](#).

Le but principal est de générer des interférogrammes, desquels nous déduiront des spectres par Transformée de Fourier (TF). La réduction du bruit est donc un critère critique pour la détection de raies de faibles intensités. De plus, la plateforme impose un volume disponible, obligeant un repliement du chemin optique pour tenir dans les 6U qui sont dédiées à la charge utile, et une contrainte en puissance utilisable, limitant alors le choix du détecteur. Nous avons choisi le détecteur CMOS HDPYX de la société Pyxalis (2800x1080 pixels de 10 μ m). Ce détecteur n'est pas designé pour l'environnement spatial, et notre premier objectif va donc être de l'adapter et vérifier son fonctionnement.

Le deuxième objectif et la grande innovation de ce concept μ SPOC est la fixation du système interférométrique sur le détecteur. Ici, on cherche à valider cet ancrage dans les conditions spatiales. Cependant, les contraintes sont importantes : cela ne doit pas abaisser le contraste des franges de l'interférogramme, ni dégazer, et évidemment résister aux conditions spatiales et aux contraintes mécaniques liées au lancement. Notre instrument ayant 6 lignes de visées, on va avoir besoin de 3 détecteurs, une ligne de visée occupant la moitié d'un. Chaque partie d'un détecteur réalisera donc le spectre du champ de vue associé (Figure 46).

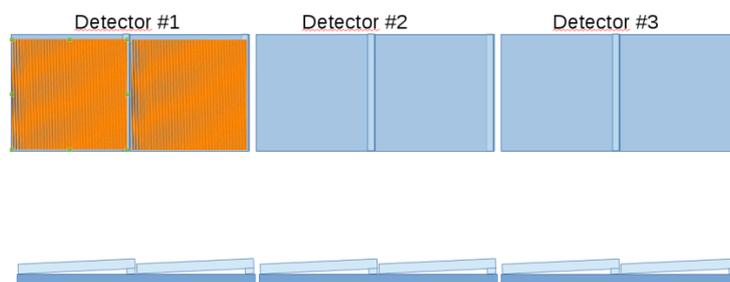


FIGURE 46 – Interféromètres dans le plan focal des micro-lentilles. Sur le premier détecteur, on a l'image simulée de 2 sous-champs de vue avec les franges correspondantes à une aurore.

Le volume calculé de données acquises chaque jour par le satellite est d'environ 1 Tbits, sans compter les données de la caméra. Ceci est trop important pour pouvoir être transféré sur Terre quotidiennement : il va donc

falloir traiter les données à bord, abaissant alors la quantité de données à transmettre à 0,7 Gbits par jour. Un logiciel est en cours d'écriture pour l'effectuer, il s'agit du troisième objectif technologique de la mission.

L'instrument est basé sur le principe μ SPOC décrit dans Rommeluère et al. (2004) et Rommeluère et al. (2008). Il est fait d'un interféromètre bi-onde collé devant le détecteur. Le but d'ATISE n'est pas de faire une image de chaque champ de vue, mais d'obtenir une aire uniformément éclairée sur chaque détecteur (ces aires sont appelées "plages de Fabry"). L'instrument optique peut être vu en 2 parties : premièrement, un système concentre le champ de vue entier sur le plan focal. Dans ces 6 zones, les micro-lentilles divisent ensuite la lumière entrante en 6 champs contigus (Figure 47). Celles-ci sont placées de manière à projeter une image de la pupille d'entrée sur les détecteurs, ce qui implique un éclairage uniforme de ceux-ci. L'ouverture N est le paramètre fondamental du design de l'instrument. Elle est fortement liée à la nature du spectromètre et donc à la résolution spectrale attendue. Ensuite, un spectromètre μ SPOC à Transformée de Fourier est utilisé afin de produire les spectres.

$$N = \frac{\text{focale}}{\text{diamètre}}$$

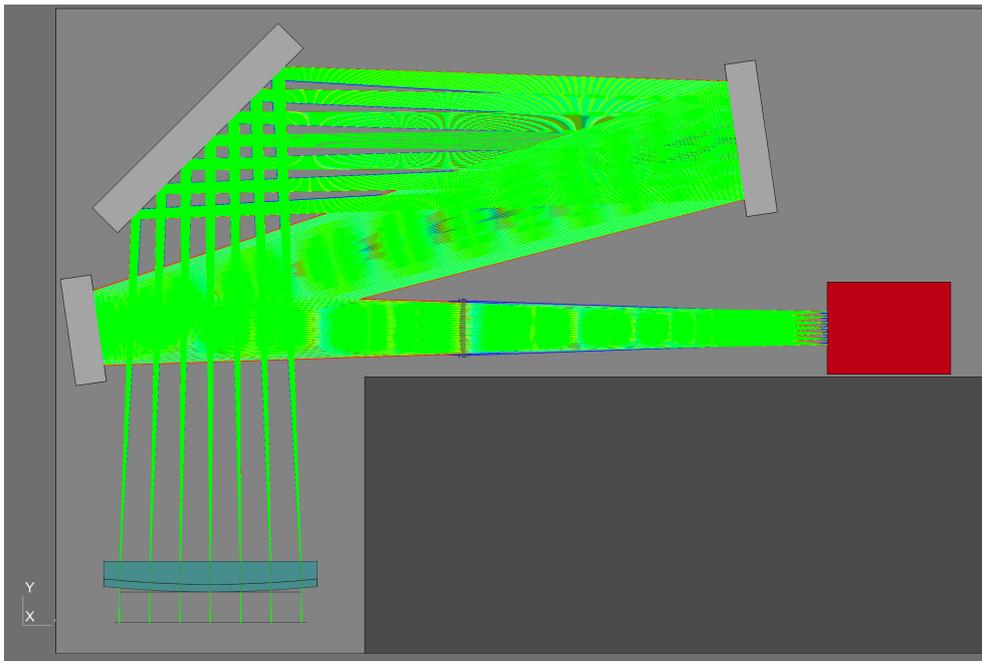


FIGURE 47 – Vue de dessus. On a en bleu la première lentille, en vert sont tracés les rayons des 6 lignes de visées, redirigés par les miroirs (en gris clair) afin d'arriver au détecteur où il y aura le spectromètre μ SPOC (en rouge).

La lentille d'entrée est de 81x69 mm avec une lentille focale de 650 mm, focalisant les $6^\circ \times 1.5^\circ$ de vue sur le plan focal après 3 réflexions sur des miroirs (Figures 48 et 49). Dans le plan focal, une ligne de 6 lentilles de

19x12 mm intègrent le flux sur chaque $6 \times 1^\circ \times 1.5^\circ$ de sous-champ de vue.

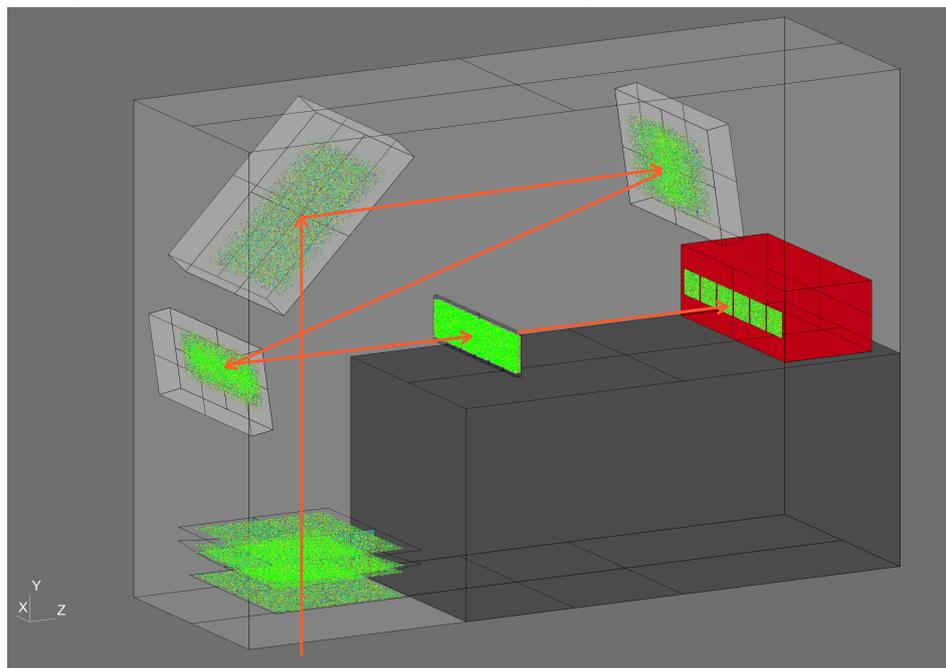


FIGURE 48 – Vue de trois quarts d’ATISE, avec en rouge le détecteur, en vert les différents éléments optiques (miroirs, micro-lentilles) et en orange le chemin optique.

Des tests de validation des technologies utilisées ont été réalisés en laboratoire, avec notamment une lampe à néon et argon ou la Planeterrella, un simulateur d’aurores polaires (Mangina et al., 2011), (Bernard, 2014). La Figure 50 montre l’interférogramme et le spectre reconstitué d’une lampe à néon et argon.

ATISE est un spectromètre innovant, utilisant les progrès faits dans les technologies des détecteurs. La force de concept est d’intégrer de très faibles émissions diffuses sous un grand angle solide. La dynamique est optimisée pour la spectrométrie de Fourier avec un faible bruit de lecture. Ceci est adapté à la grande dynamique des aurores et de l’*airglow*. La précision des mesures ne dépend pas de la stabilité de l’optique mais seulement de la stabilité de l’assemblage de l’interféromètre de Fizeau sur le détecteur, qui ne requiert qu’une faible thermorégulation, et le tout sur un faible volume. Un des enjeux de ces progrès est de réduire au maximum les niveaux de bruit de ces détecteurs. Il y a là un point important au sens où un bruit trop fort empêcherait de reconstituer des raies de faibles intensités dans la Transformée de Fourier, ne permettant pas d’atteindre l’objectif d’un seuil de détection de 5 Rayleigh. Il est pour le moment impossible de déterminer l’équivalence de cette spécification en terme de ration si-

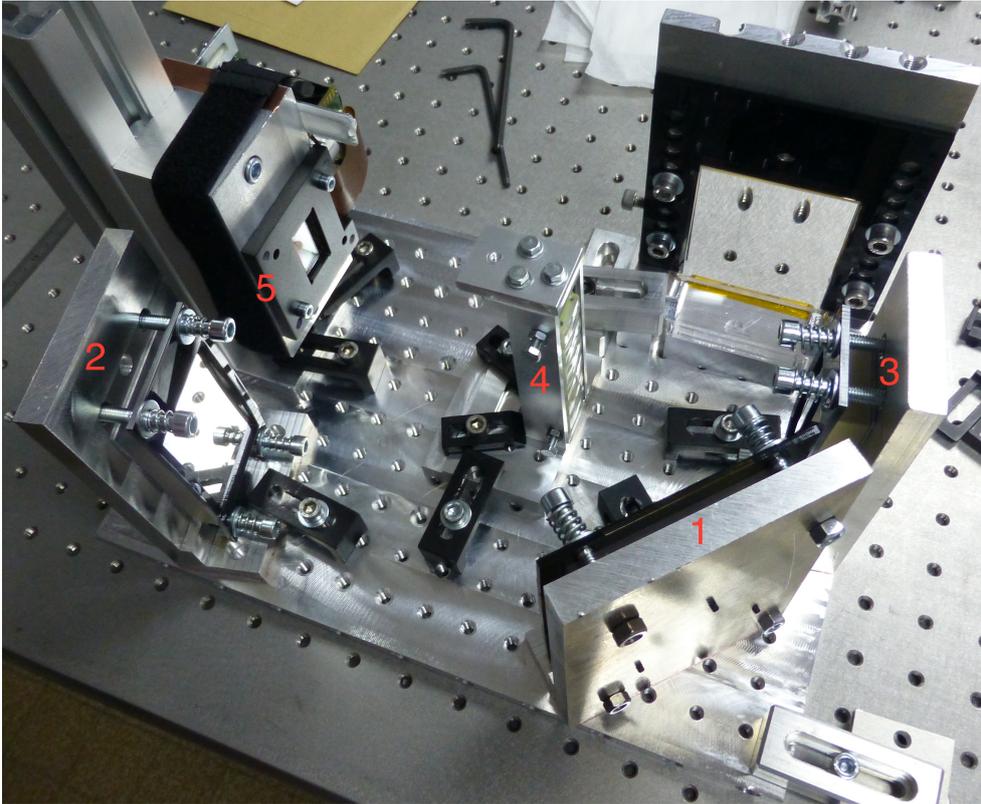


FIGURE 49 – Assemblage d’ATISE sur banc optique. On a les 3 miroirs en 1, 2, 3. En 4 se trouve la rangée de 6 micro-lentilles, et en 5 le détecteur

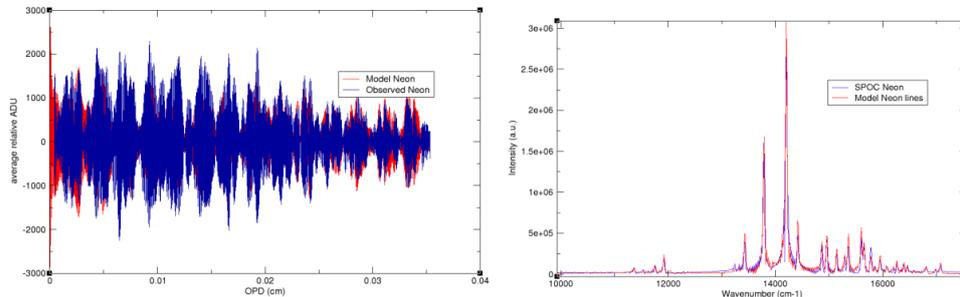


FIGURE 50 – À gauche, interférogramme reconstitué. Seule la partie positive de l’interférogramme est mesurée. À droite, la reconstruction du spectre du néon (en bleu), comparée au spectre théorique du néon (en rouge) (Le Coarer et al., 2016).

gnal/bruit, la calibration photométrique n’ayant pas encore eu lieu. Dans sa version actuelle le HDPYX présente un bruit de l’ordre de 2 électrons avec une électronique de lecture optimisée.

5.2.3 Premières lumières

Le premier prototype d’ATISE a fait ses premières lumières en mars 2017, à Skibotn en Norvège ($69^{\circ}23'27''N$; $20^{\circ}16'02''E$). Nous avons pu tester

Durant cette campagne, nous avons un second instrument, nommé Premier Cru, un spectropolarimètre dédié à l’étude de la polarisation de la lumière aurorale. Il sera décrit au Chapitre suivant. Cependant, nous profitons de la simultanéité des mesures afin de comparer les résultats des deux instruments (voir la section 5.2.4 portant sur

la robustesse de l'instrument dans des conditions difficiles (mais certes toujours moins extrêmes que dans l'espace) et également voir si les exigences scientifiques étaient atteintes. Le bilan de ce premier test est extrêmement satisfaisant. Étant un prototype, il existe bien sûr des différences avec le projet de satellite. Ici, la différence majeure est que nous n'avons qu'une seule ligne de visée (donc un seul détecteur). Ceci est dû au manque de temps et de moyens avant le départ de la mission pour obtenir les détecteurs et les 6 lames nécessaires. Ceci c'est pas gênant étant donné que nous observons depuis le sol. La Figure 51 montre le design du prototype, qui est donc totalement identique au nanosatellite.

L'instrument était placé dans la coupole de l'observatoire afin de le

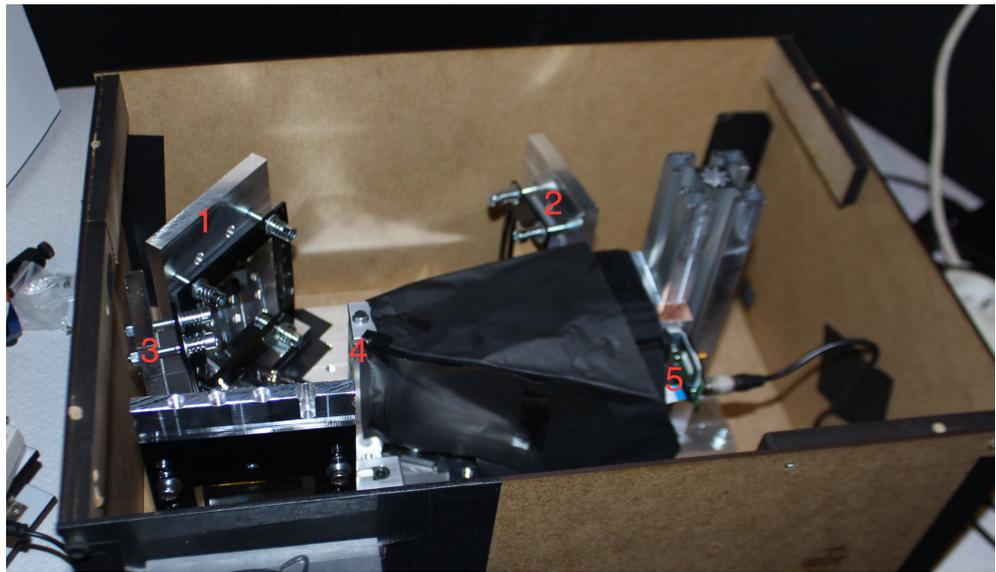


FIGURE 51 – Le prototype d'ATISE tel qu'il était lors de la mission en Norvège de mars 2017. On retrouve les 3 miroirs aux points 1,2 et 3. En 4 se trouve la rangée de 6 micro-lentilles, et en 5 le détecteur, sous la baffle.

protéger un minimum du vent et du givre. La température moyenne dans l'instrument était de 2°C. Cette température ne devrait pas avoir d'effet sur la stabilité des spectres. Vu la maniabilité de l'instrument, nous l'avons plusieurs fois changé de place durant la période d'observations qui s'étendait sur une semaine, du 28 février au 5 mars 2017. Proto-ATISE était orienté plein ouest les premiers jours, et plein est les derniers. Son élévation était de 30° (Figure 52).

5.2.4 Résultats

Nous avons pu observer les nuits du 28 février au 5 mars, durant plusieurs heures, voire toute la nuit. Le premier soir, nous avons réglé le temps d'acquisition sur 4 secondes, mais l'avons rabaisé à 2 secondes à



FIGURE 52 – Le prototype d'ATISE dans la coupole de la station de terrain de l'Université de Tromsø.

partir du 1 mars. Ceci implique que nous obtenions, par nuit, entre 5000 et 8000 spectres. Les Figures 53 et 54 montrent les données obtenues pour respectivement les nuits du 1 et 2 mars. Sur ces figures, on a le temps en axe des abscisses et les longueurs d'onde en ordonnées.

Sur la Figure 53, on voit par exemple que la raie verte à 557 nm a été visible toute la nuit, lorsque l'on regarde la ligne jaune traversant horizontalement le "tapis". C'est également le cas pour d'autres raies, que l'on suspecte venir de N_2 , N_2^+ et O_2 (nous reviendrons sur l'identification des raies ultérieurement). On voit également des lignes jaunes verticales, indiquant les moments où les aurores ont été le plus visible dans le ciel, et ce, pour toutes les longueurs d'ondes. Globalement nous pouvons dire que cette nuit-là a été plutôt active, avec une activité aurorale assez forte, surtout en début de nuit.

La Figure 54 montre elle une nuit plus calme, marquée par une activité aurorale très localisée temporellement, comme le montre la ligne jaune verticale. La raie verte à 557 nm a encore une fois été visible, tout comme les autres transitions, issues des atomes et molécules citées précédemment.

Les Figures 55 et 56 sont des spectres issus des "tapis" présentés en Figure 53 et 54. Ces Figures ont été obtenues en moyennant les spectres obtenus dans ces acquisitions, donnant ainsi un aperçu des émissions enregistrées pendant toute la nuit. On remarque très bien les émissions les plus intenses, comme la raie à 557,7 ou 630,0 nm de l'oxygène atomique, ou la bande à 427,8 nm de N_2^+ sur les deux Figures. Sur la Figure 55 on voit également apparaître la bande à 391 nm, et possiblement la raie à 636 nm. Cependant quelques petites différences sont visibles, comme notamment l'apparition d'un pic juste à droite de la raie à 557,7 nm sur la Figure 55, absent de la Figure 56. On peut également noter la faible intensité (ou

À droite, on peut voir le jour se lever, avec une augmentation régulière de la luminosité à toutes les longueurs d'onde.

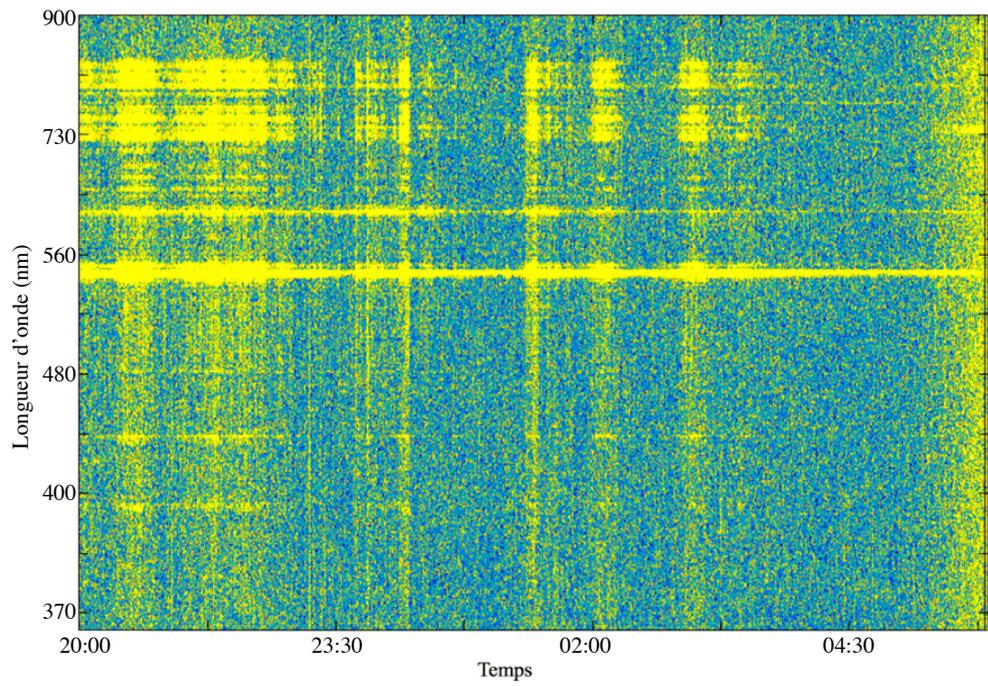


FIGURE 53 – "Tapis" de données de Proto-ATISE pour la nuit du 1 mars, avec le temps selon l'axe des abscisses et les longueurs d'ondes en ordonnées.

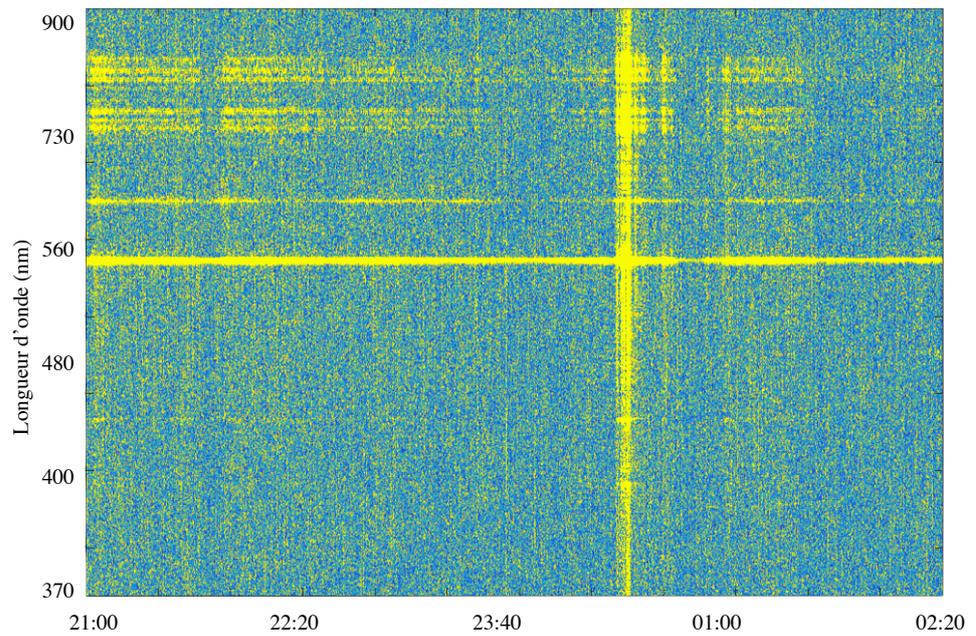


FIGURE 54 – "Tapis" de données de Proto-ATISE pour la nuit du 2 mars, avec le temps selon l'axe des abscisses et les longueurs d'ondes en ordonnées.

même absence dans le cas de la Figure 56) de la raie à 636 nm de l'oxygène, qui fait pourtant partie des émissions les plus visibles dans le spectre au-

roral.

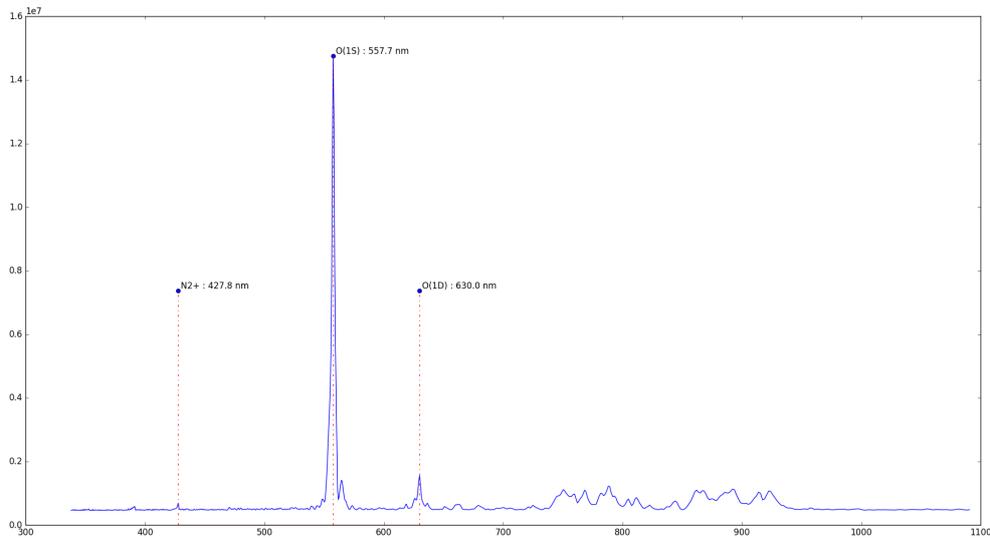


FIGURE 55 – Spectre reconstitué de la nuit du 1 mars 2017. L'axe des ordonnées est l'intensité lumineuse en unités arbitraires et l'axe des abscisses montre la longueur d'onde (nm). Figure réalisée par Arnau Busom Vidal.

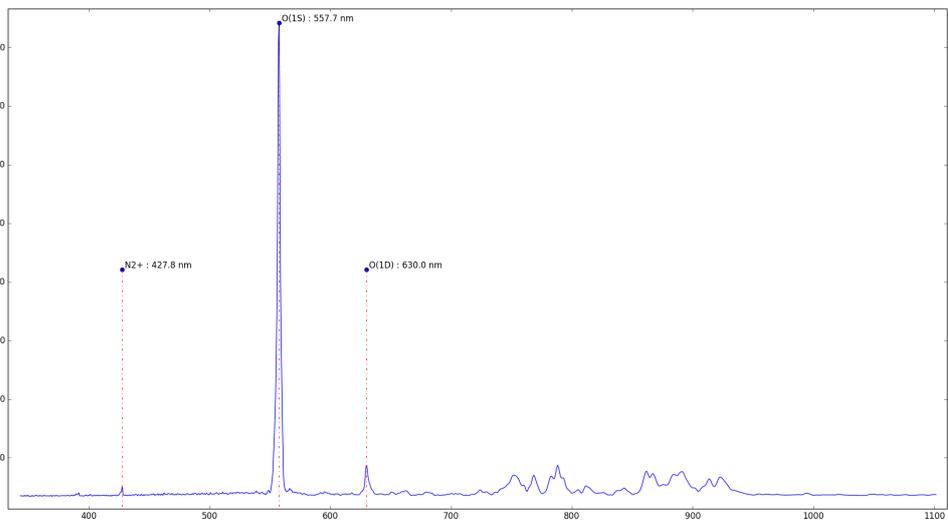


FIGURE 56 – Spectre reconstitué de la nuit du 2 mars 2017. L'axe des ordonnées est l'intensité lumineuse en unités arbitraires et l'axe des abscisses montre la longueur d'onde (nm). Figure réalisée par Arnau Busom Vidal.

L'identification des raies représente un travail long et fastidieux, toujours en cours. Il est nécessaire de le réaliser avec précision, comme nous le verrons dans la section suivante. La Figure 57 montre les différentes raies identifiées entre 750 et 925 nm sur le spectre ayant le meilleur rapport signal sur bruit durant la nuit du 1 mars. Nous utilisons un polynôme

d'ordre 3 pour fitter au mieux notre spectre, et ainsi identifier les différentes raies, en utilisant les raies à 427,8, 557,7, 630,0 et 844,6 nm, très bien identifiables. Le polynôme employé pour retrouver les raies pour la nuit du 1 mars est le suivant :

$$P(x) = -3,747.10^{-7}x^3 - 3,923.10^{-4}x^2 + 2,067.10^1x + 9,168.10^3 \quad (5.1)$$

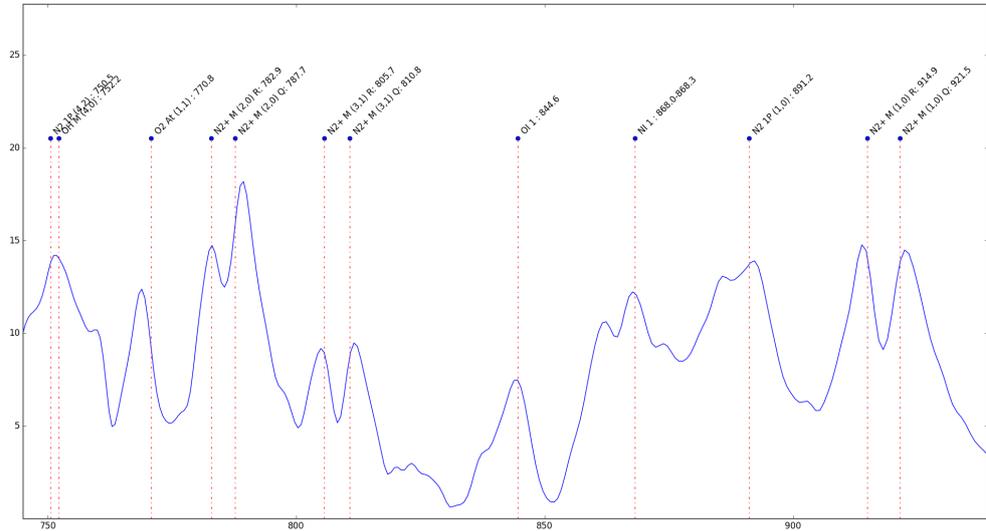


FIGURE 57 – Spectre de la nuit de 1 mars, entre 750 et 925 nm. Plusieurs raies ont pu être identifiées, en plus des 4 utilisées pour la calibration. L'axe des ordonnées est l'intensité lumineuse en unités arbitraires et l'axe des abscisses montre la longueur d'onde (nm). Figure réalisée par Arnau Busom Vidal.

Cette identification montre que l'on arrive à discerner différentes raies, et que l'on n'atteint difficilement la résolution de 1 nm demandée par les spécifications de la mission. Ceci sera commenté dans la discussion.

Un des intérêts d'avoir une couverture globale au cours de la nuit est de pouvoir suivre l'évolution d'une raie au cours de celle-ci. La Figure 58 montre l'évolution des raies à 427,8 nm (en haut), 557,7 nm (milieu) et 630,0 nm (en bas) durant les 8h qu'ont duré les observations la nuit du 1 mars.

La Figure 59 montre l'évolution des raies à 557,7 (en haut) et 630,0 nm (en bas) au cours de la nuit du 2 mars, durant laquelle un évènement intense a eu lieu. Cette fois-ci, l'acquisition a été réalisée pendant 5h. Comme précédemment, on retrouve la même évolution globale pour les 2 raies durant la nuit entière. Je choisis de me concentrer sur l'évènement ayant lieu entre $t=2000$ et $t=3000$, visible sur la Figure 59.

Malheureusement le niveau de bruit dans la raie à 630,0 nm est tel qu'il devient difficile de tirer des conclusions.

On remarque cependant sur la Figure 58 que là où la bande de N_2^+ et la raie verte (557,7 nm) ont une activité dominée par des pics nets et très localisés dans temps, la raie rouge (630,0 nm) présente elle des émissions plus

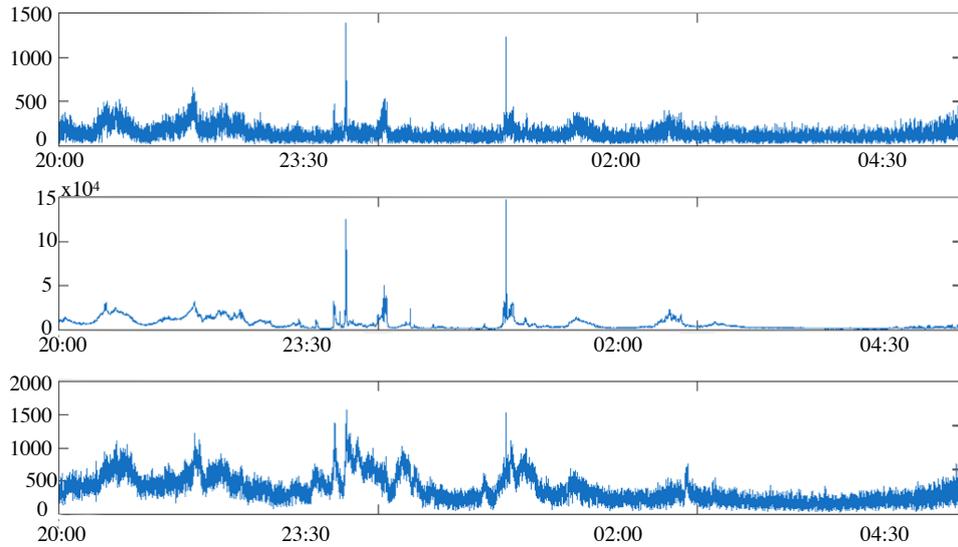


FIGURE 58 – Évolution des intensités (unité arbitraire) de la bande à 427,8 nm de N_2^+ (en haut) et des raies à 557,7 nm (milieu) et 630,0 nm (en bas) de O durant la nuit du 1 mars.

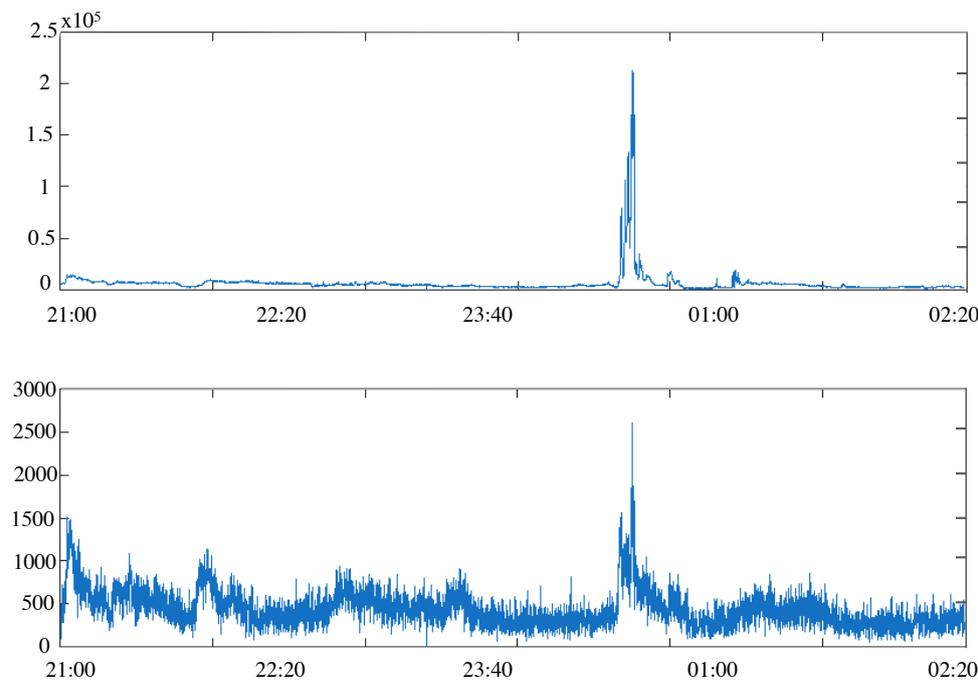


FIGURE 59 – Évolution des intensités (unité arbitraire) des raies à 557,7 nm (en haut) et 630,0 nm (en bas) de O durant la nuit du 2 mars.

amples temporellement. Ceci se remarque notamment autour de $t=5000$ et $t=7000$. Ceci indique que les émissions lumineuses ne sont pas dirigées par les composés atmosphériques (ici O ou N_2^+), mais bien par l'altitude d'émission (les raies verte et bleue étant émises à des altitudes proches). Le scénario proposé ici pourrait être que des précipitations moyennes ont

eu lieu, provoquant des émissions de la raie rouge. Une augmentation brutale et ponctuelle de leur profil d'énergie arriverait, créant alors ces pics d'émissions de la raie verte et N_2^+ , visibles uniquement à plus basse altitude.

On observe le même phénomène autour de $t=4500$ sur la Figure 59. La Figure 60 présente un zoom sur l'épisode très actif vu sur la Figure 59, permettant une meilleure visibilité sur l'augmentation de l'activité vers 00h30. Pour la raie verte, on observe très nettement 4 pics d'émission d'intensité croissante, tandis que pour la raie rouge, ces pics sont beaucoup moins marqués. De plus, la baisse d'intensité de la raie rouge est très progressive, là où celle de la raie verte est plus abrupte.

Le bruit élevé, preuve que la résolution de 5 Rayleigh demandé n'est pas atteinte, est une question qui sera discutée par la suite.

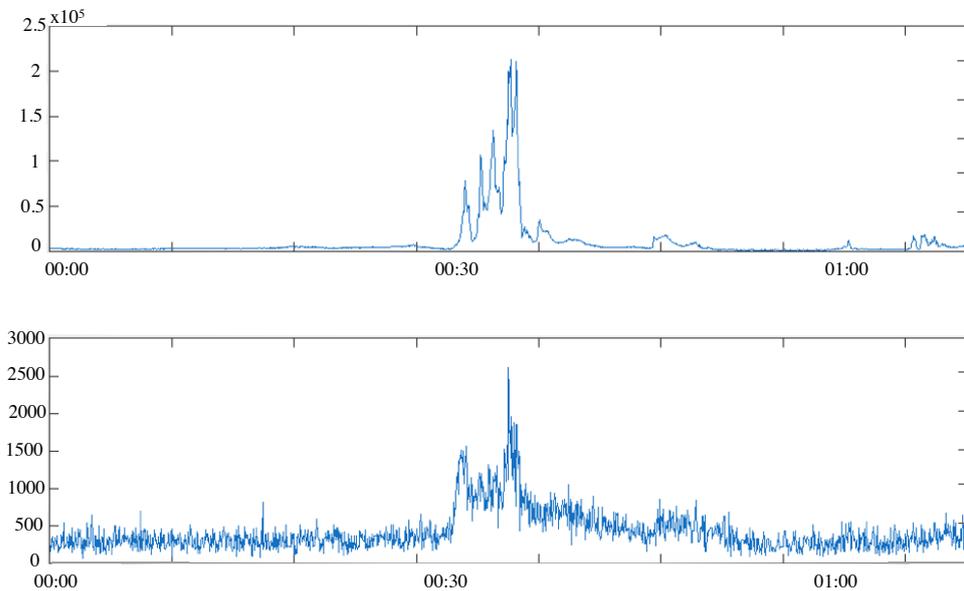


FIGURE 60 – Évolution des intensités (unité arbitraire) des raies à 557,7 nm (en haut) et 630,0 nm (en bas) de O entre 00 :00 et 01 :00 le 2 mars.

Les Figures 61 et 62 présentent des spectres réalisés simultanément la nuit du 1 mars, à Skibotn, alors que les instruments pointaient dans la même direction. Les instruments n'étant pas calibrés en intensité, il est donc impossible de comparer les intensités des raies dans les spectres provenant des deux instruments, aucune calibration photométrique n'ayant été réalisée pour le moment. Cependant, on remarque des différences entre les deux spectres. Sur la Figure 62, on observe très nettement la bande à 427,8 nm et les raies à 630 et 636 nm, en plus de la raie à 557,7 nm. Sur la Figure 61, il est difficile de discerner clairement des émissions autres que la raie verte. Plusieurs hypothèses sont avancées. Ceci peut venir de la géométrie d'observation, car bien que pointant dans la même direction (ouest géographique), il n'a pas été possible de vérifier avec une précision

suffisante les directions de pointage de Premier Cru et du démonstrateur d'ATISE (les deux instruments étaient trop éloignés l'un de l'autre). Les aurores étant parfois des objets très structurés, il est possible que les deux instruments aient captés des parties différentes de l'ovale auroral. Une deuxième hypothèse est que la reconstruction des spectres par Transformée de Fourier pour les spectres d'ATISE engendre une diminution artificielle de l'intensité des raies reconstruites via un phénomène de rebonds sur certaines plages de longueurs d'onde.

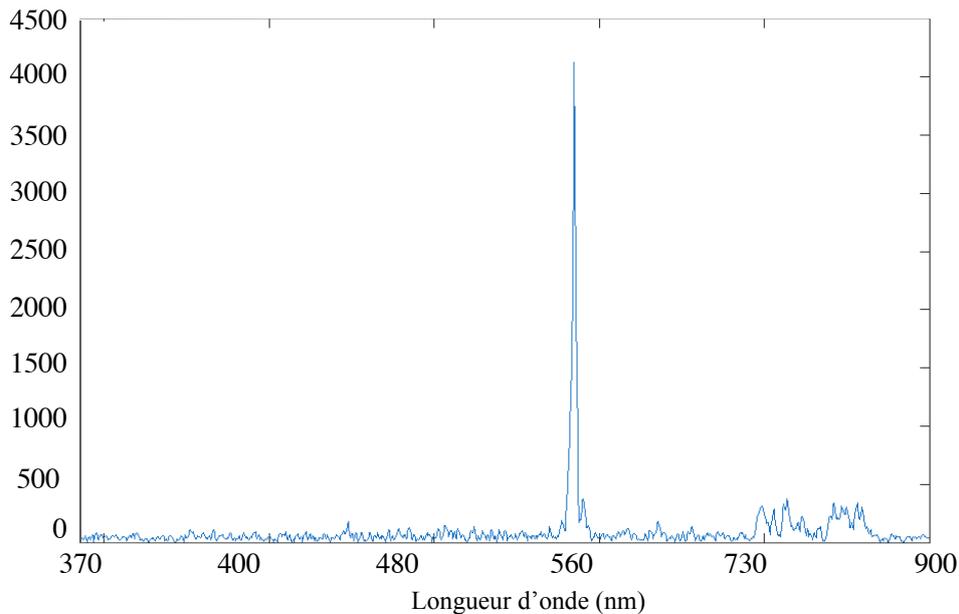


FIGURE 61 – Spectre réalisé par proto-ATISE le 1 mars, à Skibotn. L'axe des ordonnées est l'intensité lumineuse en unité arbitraire.

5.2.5 Discussion

Les calculs de reconstruction des spectres sont réalisés à partir de certaines hypothèses faites sur le détecteur, celui-ci n'ayant pas encore été proprement caractérisé. Ceci est une origine potentielle pour plusieurs problèmes rencontrés lors de l'analyse des spectres. Tout d'abord, on remarque sur les Figures 55, 56 et 61 une augmentation du signal dans la partie rouge du spectre. Il n'y a pas, à cet endroit, de raies ou bandes émettant avec une intensité aussi forte. Ceci s'expliquerait par le fait que l'efficacité du détecteur est moins bonne dans cette gamme de longueurs d'onde ceci impliquant que la réflexion sur la face d'entrée du détecteur augmente, les franges sont plus contrastées, donc plus visibles dans la TF. Une étude sera effectuée dans l'année en laboratoire pour vérifier cette question.

Cette caractérisation est prévue pour la phase B

Sur la Figure 61, on remarque deux petits pics sur les flancs de la raie verte. Leur absence de la Figure 62 nous interpelle quant à leur existence

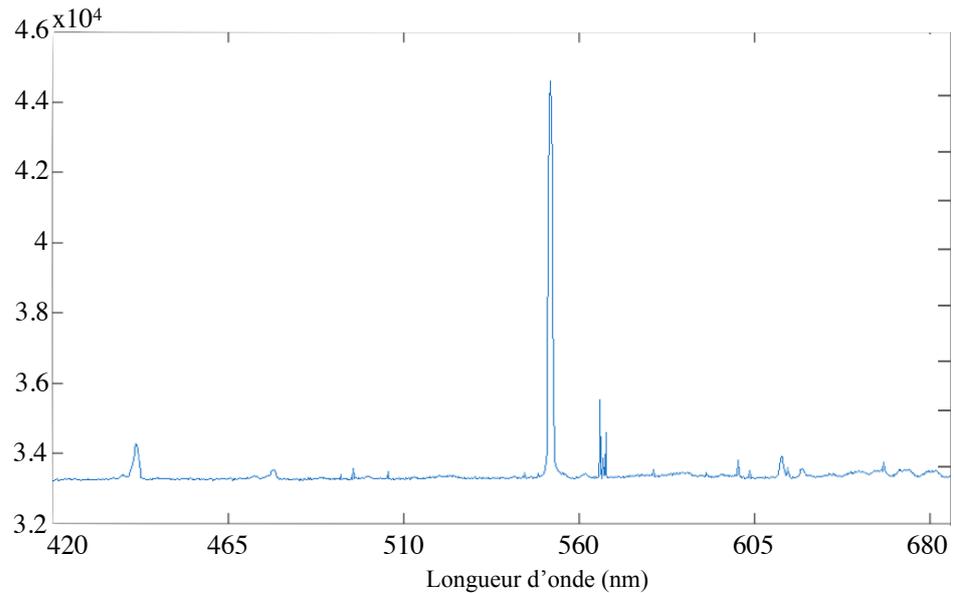


FIGURE 62 – Spectre réalisé par l'instrument Premier Cru le 1 mars, à Skibotn. L'axe des ordonnées est l'intensité lumineuse en unité arbitraire.

réelle : il est possible qu'ils soient des artefacts créés par des rebonds générés dans la Transformée de Fourier, et ce, malgré l'application d'une fenêtre d'apodisation.

Le bruit, assez élevé, nous questionne sur la possibilité ou pas d'atteindre l'exigence de 5 Rayleigh. Ceci serait lié à la dynamique de l'instrument, ou encore une fois à la procédure de reconstruction des spectres : la raie verte, beaucoup trop intense, biaiserait l'algorithme de reconstruction. Les conditions d'observations pourraient également jouer sur ce paramètre (humidité, nuages,...). *A posteriori*, nous avons également remarqué un défaut dans l'électronique de lecture augmentant le bruit du détecteur.

L'identification des raies réalisée en Figure 57 nous montre que nous atteignons difficilement pour le moment la résolution de 1 nm demandée dans les spécifications, avec de plus un léger décalage spectral, ce qui peut être dû au polynôme utilisé pour identifier les raies, mais aussi à un problème de calibration spectrale. Cette largeur élevée des raies peut venir du traitement de la Transformée de Fourier ou bien, pour les raies issues de transitions interdites, d'un élargissement gaussien dû au vent via excitation thermique. Le calcul simple de l'élargissement Doppler permet de s'en rendre compte :

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (5.2)$$

avec v la vitesse du vent, c la vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$), $\Delta\lambda$ la largeur de la raie et λ la longueur d'onde de la raie considérée. Si l'on regarde la raie verte à 557,7 nm sur la Figure 56, on peut estimer sa largeur à 5 nm. En utilisant l'équation 5.2, on obtient une vitesse de vent égale à

$2,7 \cdot 10^9 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est complètement impossible. On en conclut que cet élargissement est dû au processus de reconstruction de spectre.

On sait que le rapport des raies à 630 et 636 nm est constant (~ 3) car elles sont issues du même niveau excité et donc contrôlées par un rapport de branchement constant. Ce rapport sera un bon test de vérification de la validité des mesures d'intensité de l'instrument dans les phases suivantes.

Malgré cela, nous considérons cette première campagne de mesure comme étant une réussite. Le design optique de l'instrument est fonctionnel, et nous avons validé l'utilisation de μSPOC . La résolution temporelle est élevée, et permet une couverture rapide et complète de l'activité aurorale.

Les milliers de spectres acquis en une semaine demanderont beaucoup de travail, notamment pour l'identification des raies. On peut imaginer plusieurs stages de master dédiés à l'identification des raies, mais aussi pour l'analyse des performances du prototype d'ATISE. Si les spécifications sont atteintes, nous pourrions distinguer les raies moléculaires. Il est envisageable d'imaginer une version UV d'ATISE, où nous pourrions espérer observer NO, via l'étude des systèmes β , γ , β' , δ et $L^2\Phi\text{-}\chi^2\Pi$ qui sont les plus intenses. Mais avec des temps de pose plus longs que dans les spécifications de la mission puisque ces émissions n'atteignent pas le Rayleigh. Il faudra probablement co-additionner de nombreux spectres pour être capable de détecter ces émissions de NO.

5.3 AMICAL

Le nanosatellite AMICAL se place dans le même contexte qu'ATISE, avec des objectifs cependant un peu différents. Il sera en effet uniquement composé d'un imageur RGB, dans le but de pouvoir observer les structures globales mais aussi locales des ovales auroraux. La position de celui-ci est en effet un très bon indicateur du lien entre la magnétosphère et l'ionosphère, via la conduction des précipitations électroniques. Les structures à petites échelles dans l'ovale sont aussi importantes, car elles seront le miroir atmosphérique de processus magnétosphériques notamment liés aux ceintures de Van Allen.

Pour étudier ceci, il nous faut observer les aurores au nadir, ou presque car pour éviter une exposition directe du détecteur au soleil, le satellite sera légèrement tourné vers le côté nuit. Le satellite devra observer entièrement la partie côté nuit, avec un taux de recouvrement entre chaque image de 1/5, et ce pour les pôles Nord et Sud. En fonction de la saison et de l'inclinaison de l'orbite, il est possible que le satellite n'étudie qu'un seul pôle à certains moments. Le recouvrement entre images permettra une reconstruction continue des ovales.

En plus des observations au nadir, nous prévoyons des observations au limbe, afin de pouvoir observer les profils d'émissions verticaux, selon le même principe qu'ATISE. Bien qu'un imageur RGB fournisse des in-

L'imageur utilisé pour AMICAL est identique à celui embarqué sur ATISE.

visée vers la Terre, perpendiculaire au vecteur vitesse du satellite

formations spectrales moins précises qu'un spectromètre, on souhaiterait pouvoir retrouver la différenciation en altitude des émissions principales, telles que les raies verte et rouge de l'oxygène atomique, ou la bande à 427,8 nm de N_2^+ . À l'opposé, l'imageur dispose d'un champ de vue plus grand et donc d'un nombre de lignes de visée plus élevé.

Pour cela, nous prendrons environ 1 image toutes les 30 secondes tout au long de l'ovale. Les positions de l'ovale sont remontées au satellite tous les jours et seront déterminées par les prévisions de Kp et les codes de simulation NOAA ou Sigernes (Nardin, 2017). Le haut des images devra être au-dessus de 400 km, et le bas devra contenir la surface de la Terre. La résolution spatiale des images devra être de 5 km à 110 km d'altitude, et nous considérons une limite minimale de détection de 500 R, amenant donc la sensibilité de l'instrument à 100 R.

Nous considérons 16 orbites par jour. Une orbite sur deux sera consacrée aux observations nadir et les autres aux visées au limbe.

Le détecteur choisi pour cet instrument est l'ONYX de Teledyne-E2V (Figure 63). L'objectif associé sera soit le Navitar 17mm F/0,95, soit le Schneider Kreuznach 25 mm F/0,95. Les deux objectifs ont des champs de vue de plusieurs dizaines de degrés. Les deux optiques sont en cours d'étude et le choix se portera sur l'objectif le plus facilement spatialisable, de part la robustesse de l'objectif, mais aussi son poids, la présence (ou non) de mécanique, etc...



FIGURE 63 – Détecteur ONYX de Teledyne-E2V, monté ici avec l'objectif Navitar.

Tout comme ATISE, AMICAL sera calibré photométriquement en utilisant la Lune et le modèle ROLO. L'objectif en terme de précision absolue

sera de 10% et la relative de 1%. Cette calibration devra être réalisée au moins 2 fois par mois, et l'image de la Lune devra occuper au moins 64 pixels sur le détecteur afin de garantir sa précision.

La mission est prévue pour durer 1 an, extensible à 3, avec un lancement prévu pour fin 2018. Tout comme ATISE, ce nanosatellite devra voler entre 500 et 650 km, sur une orbite avec une inclinaison supérieure à 70° . Nous visons une orbite 12h-24h, avec ± 4 h de décalage. Une orbite héliosynchrone serait le meilleur choix, pour de nombreuses raisons pratiques liées au lancement, même si nous perdriions en terme d'étude puisque la dérive en heure locale ne sera plus présente. Cela nous permettrait en effet de passer au-dessus des pôles (vu l'altitude de vol donnée). De plus, il y a beaucoup de lancements pour ces orbites, et la configuration des systèmes du satellite est simplifiée (thermique, alimentation, ...).

Les instruments ATISE et AMICAL sont conçus afin d'observer et de suivre l'activité aurorale sur des grandes échelles spatiales et temporelles. Combinés, ils obtiendront une quantité importante de données précieuses sur ces phénomènes. Analyse spectroscopiques, reconstitution des profils verticaux d'émission, géométrie et dynamique des ovales auroraux à petite et grande échelle : ces nanosatellites sont des missions ambitieuses qui représentent la première étape du renouveau des études optiques en météorologie de l'espace.

Au vu des différents résultats présentés ici, nous considérons qu'ATISE est un instrument capable de répondre aux problématiques observationnelles présentées au Chapitre 4 concernant l'observation des émissions de N_2 et N_2^+ , comme on a pu le voir dans les spectres préliminaires obtenus, pourtant de qualité moindre que ceux obtenus dans la version finale de l'instrument. Nous restons prudents sur la possibilité d'observer les émissions liées à NO.

Cette première analyse ne fait qu'effleurer les possibilités qu'ATISE et AMICAL peuvent offrir en matière de suivi sur le long terme et à grande échelle des aurores. La météorologie de l'espace est un domaine proche de la géophysique, où les phénomènes sont étendus dans le temps et l'espace, et où une simple image arrêtée ne suffira jamais à retranscrire toute la complexité et profondeur de ces phénomènes.

SYNTHÈSE

- ✓ ATISE (lancement en 2020) et AMICal-Sat (lancement en 2018) sont tous deux dédiés à l'observation de la haute atmosphère de la Terre.
- ✓ Le but d'ATISE est d'être capable de mesurer des spectres d'aurores et d'*airglow* entre 380 et 900 nm selon plusieurs lignes de visées réparties entre 100 et 350 km. L'instrument utilise la technologie μ SPOC, fait d'un interféromètre bi-onde collé devant le détecteur.
- ✓ ATISE, de part son orbite et de sa rapidité d'acquisition, permettra des couvertures spatiales et temporelles globales de la Terre.
- ✓ Le test du prototype d'ATISE en Norvège fut un succès et nous a permis de valider le design de l'instrument, sous réserve de certaines améliorations, notamment au niveau du bruit. L'électronique et le détecteur doivent être caractérisés précisément afin d'éviter les erreurs lors du processus de reconstruction des spectres.
- ✓ AMICal embarquera l'imageur d'ATISE, avec pour but d'observer à la fois les structures des ovales auroraux mais également de fournir une première estimation des profils d'émission verticaux.



Skibotn, mars 2017

POLARISATION DE N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$)

It's a dangerous business, Frodo, going out your door. You step onto the road, and if you don't keep your feet, there's no knowing where you might be swept off to.

Bilbo Baggins (Tolkien, 1954)

Sommaire

5.1	Introduction	80
5.2	ATISE	81
5.2.1	Exigences scientifiques	82
5.2.2	Design de l'instrument	86
5.2.3	Premières lumières	89
5.2.4	Résultats	90
5.2.5	Discussion	97
5.3	AMICAL	99

La polarisation dans la raie rouge aurorale à 630 nm a été théorisée par Liliensten et al. (2006), et observée par Liliensten et al. (2008). Confirmée par Barthélemy et al. (2011), la polarisation a été proposée pour être un indice de la variabilité du comportement de la haute atmosphère (Liliensten et al., 2015), et potentiellement du champ magnétique (Liliensten et al., 2016). Une fois encore, l'idée est d'examiner la polarisation de la lumière aurorale afin de voir s'il est envisageable d'en faire un outil délivrant de l'information sur les processus anisotropiques de la région d'émission. À haute altitude, la polarisation de la raie de l'oxygène O^1D est due à l'anisotropie du faisceau des électrons précipités. Il est probable que d'autres raies soient polarisées, et l'instrument Premier Cru est dédié à leur découverte. Il pourra également recouper les résultats de SPP (*Steerable Photo Polarimeter*), instrument utilisé pour détecter la polarisation de la raie à 630,0 nm de O^1D .

La première découverte de Premier Cru concerne la bande à 427,8 nm de la Première Négative de N_2^+ , qui est émise à des altitudes totalement distinctes de la raie rouge. L'information ainsi atteignable sera différente (Barthélemy et al., 2017), les précipitations responsables de celles-ci étant différentes. Le travail présenté dans ce Chapitre est exploratoire.

6.1 UN PEU DE THÉORIE

Dans une onde électromagnétique, les champs électrique et magnétique vont osciller périodiquement dans des directions différentes. La polarisation décrit la vibration du champ électrique. Il peut osciller dans une seule

direction : on parle de polarisation linéaire ; ou bien tourner autour de l'axe de propagation de l'onde : on parle alors de polarisation circulaire ou elliptique.

Afin de décrire la polarisation linéaire, nous pouvons utiliser ce que l'on appelle les paramètres de Stokes. Ils doivent leur nom à Georges Stokes qui les a introduits en 1852 (Stokes, 1852). Ils s'expriment en fonction du taux de polarisation, de l'intensité totale du faisceau et de la forme liée à l'ellipse de polarisation. Ils peuvent décrire des ondes complètement, partiellement ou non polarisées.

Le premier paramètre de Stokes est I, qui décrit l'intensité totale de l'onde. Les paramètres décrivant la polarisation linéaire sont U et Q. Q est la différence d'intensité entre la polarisation verticale et horizontale. U est la différence de l'intensité entre la polarisation orientée à $+45^\circ$ et -45° de polarisation par rapport à la verticale.

Les paramètres de Stokes normalisés $i = I/I = 1$, $q = Q/I$ et $u = U/I$ peuvent aussi être utilisés afin d'avoir les distributions relatives de l'intensité des différentes polarisations.

La formule générale du calcul des paramètres de Stokes pour une lame à retard et analyseur (qui est le type d'instrument que nous utilisons) est (Degl'Innocenti & Landolfi, 2004) :

$$D(\alpha, \beta, \delta) = \frac{1}{2} [I + (Q\cos 2\alpha + U\sin 2\alpha)\cos 2\alpha(\beta - \alpha) - (Q\sin 2\alpha - U\cos 2\alpha)\sin 2(\beta - \alpha)\cos \delta + V\sin 2(\beta - \alpha)\sin \delta] \quad (6.1)$$

où D est signal entrant dans le détecteur, α l'angle entre la verticale et l'axe rapide et β l'angle entre la verticale et l'axe de transmission (voir Figure 64). V est le quatrième paramètre de Stokes, que nous n'étudions pas car il intervient uniquement dans les cas de polarisation circulaire. δ est le retard induit par la lame.

Cette forme générale peut être simplifiée en fonction du type de polarisation que l'on souhaite étudier (linéaire ou elliptique) et nous pouvons en tirer les méthodes suivantes, pour nous permettre de calculer les paramètres u et q puis le degré de polarisation linéaire (DoLP).

La méthode des ratios est performante pour les objets lumineux, mais plus sensible au bruit et donc moins adéquate pour les sources faibles. La méthode des différences est donc privilégiée dans ce cas. Vu la dynamique des aurores, nous comparerons les résultats des deux méthodes.

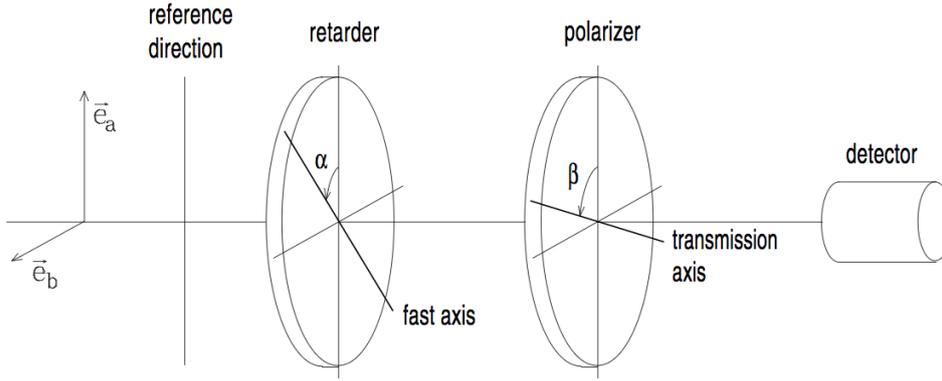


FIGURE 64 – Représentation schématique du fonctionnement d'un instrument dédié à la mesure des paramètres de Stokes (Degl'Innocenti & Landolfi, 2004).

6.1.1 Méthode des ratios

$$Rq^2 = \frac{\left(\frac{I_e}{I_o}\right)_0}{\left(\frac{I_e}{I_o}\right)_{45}} \quad Ru^2 = \frac{\left(\frac{I_e}{I_o}\right)_{22,5}}{\left(\frac{I_e}{I_o}\right)_{67,5}} \quad (6.2)$$

où I_e et I_o représentent les intensités des raies dans les spectres ordinaires et extraordinaires à la position de la lame demi-onde indiquée en indice. On a ensuite :

$$q = \frac{Rq - 1}{Rq + 1} \quad u = \frac{Ru - 1}{Ru + 1} \quad (6.3)$$

On peut ensuite calculer le taux de polarisation linéaire :

$$p = \sqrt{q^2 + u^2} \quad (6.4)$$

6.1.2 Méthode des différences

$$Fq = \frac{I_{e0} + I_{e45}}{I_{o0} + I_{o45}} \quad Fu = \frac{I_{e22,5} + I_{e67,5}}{I_{o22,5} + I_{o67,5}} \quad (6.5)$$

Ce qui nous donne :

$$q = \frac{I_{e0} - I_{e45} - Fq(I_{o0} - I_{o45})}{I_{e0} + I_{e45} + Fq(I_{o0} + I_{o45})} \quad (6.6)$$

$$u = \frac{I_{e22,5} - I_{e67,5} - Fu(I_{o22,5} - I_{o67,5})}{I_{e22,5} + I_{e67,5} + Fu(I_{o22,5} + I_{o67,5})} \quad (6.7)$$

On peut ainsi en déduire le degré de polarisation linéaire :

$$p = \sqrt{q^2 + u^2} \quad (6.8)$$

Cependant, le DoLP est biaisé, étant la somme de nombres carrés, ce qui va augmenter le bruit des données mesurées. Cette augmentation va créer une fausse polarisation. Afin d'éviter les fausses détections, nous utilisons un des estimateur définis dans [Simmons & Stewart \(1985\)](#). Le but étant avant tout de détecter une polarisation, nous choisissons l'estimateur le plus sévère. Il présente une limite qui définit la polarisation égale à 0 quand $\frac{\text{DoLP}}{\sigma} < 1,41$, avec σ l'incertitude de la DoLP ([Barthélemy et al., 2011](#)).

6.2 INSTRUMENT

Premier Cru est composé d'un télescope Celestron C-8 qui va recueillir la lumière, d'une lentille placée de manière à obtenir une inversion champ-pupille, d'un retardateur $1/2\lambda$ achromatique et d'un séparateur de faisceaux polarisant (ou *polarisation beam-splitter*) qui va séparer les photons extraordinaires polarisés orthogonalement et les photons ordinaires. Ces flux sont ensuite transmis via des fibres optiques 600 μ m de diamètre vers le spectromètre, qui est un Czerny-Turner 303 mm (modèle Shamrock). Celui-ci possède 3 réseaux de diffraction : 300tr/mm, 600tr/mm et 1800tr/mm. Les données sont collectées sur une matrice CCD de 1024x255 pixels (caméra Andor Idus), refroidie à -75°C (Figure 65). Nous utilisons le mode *multi-track* avec co-addition de 10 lignes, ce qui nous donne une matrice de 1024x25. Les lignes 1 à 12 correspondent au faisceau ordinaire, et les lignes 14 à 25 au faisceau extraordinaire. Ceci facilite l'alignement des fibres optiques et de réduire le bruit dans les données. La gamme de longueurs d'onde étudiée est 400-680 nm, en fonction des réseaux de diffraction. Cet instrument a été conçu conjointement par l'IPAG et le laboratoire BIRA, au sein de l'IASB de Bruxelles.

6.3 ACQUISITION DES DONNÉES

Durant les deux campagnes de Février et Mars 2016 et 2017, l'instrument était positionné au même endroit, à 69°23'27" N; 20°16'02" E, près de la station de terrain de l'Université de Tromsø, à Skibotn, en Norvège. Il était orienté dans la même direction, avec une élévation de 30° et un azimuth de 270° (ouest géographique). La polarisation des émissions est maximale quand la ligne de vue est perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, cette orientation est assez optimale étant donné la configuration du terrain ([Lilensten et al., 2016](#)). En pratique, l'angle entre la ligne de vue et le champ magnétique à cette altitude était de 71.98°, et de 71.85° à 85 km. Le sinus de celui-ci est de 0.95 ce qui implique un taux de polarisation "réel" 5% plus haut que celui observé. Nous le verrons par la suite, les incertitudes obtenues sur nos mesures sont telles que ce biais est totalement négligeable.

La station de terrain se trouve dans une forêt encaissée dans une vallée, une élévation élevée était donc nécessaire afin d'avoir un champ de vue du ciel.

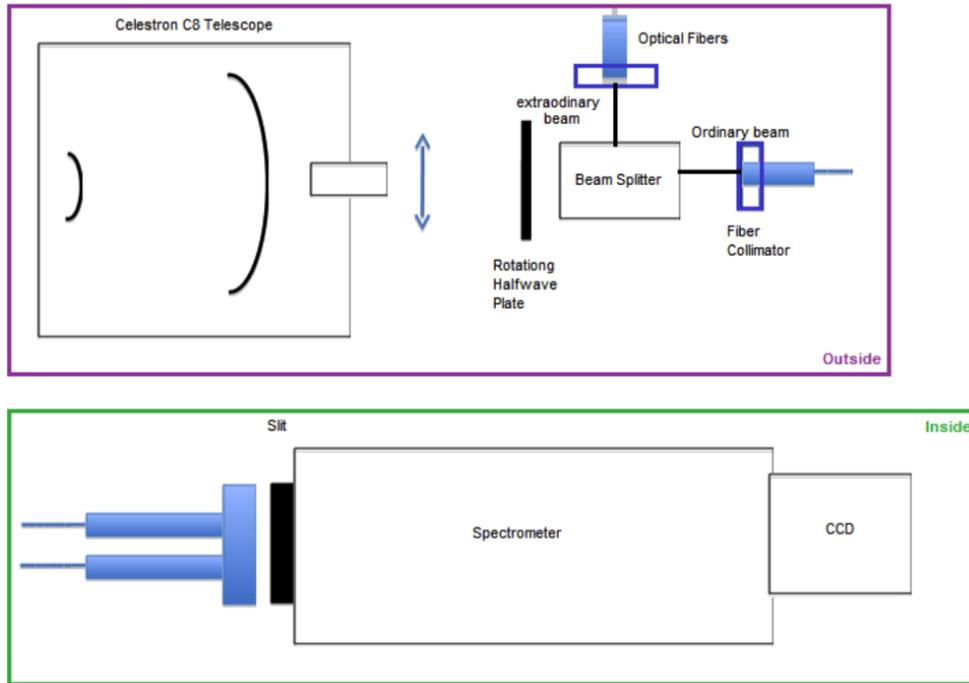


FIGURE 65 – Concept de l'instrument Premier Cru. Le cadre violet entoure la partie de l'instrument à l'extérieur et le cadre vert celle à l'intérieur. Une fibre optique de 50m relie les deux.

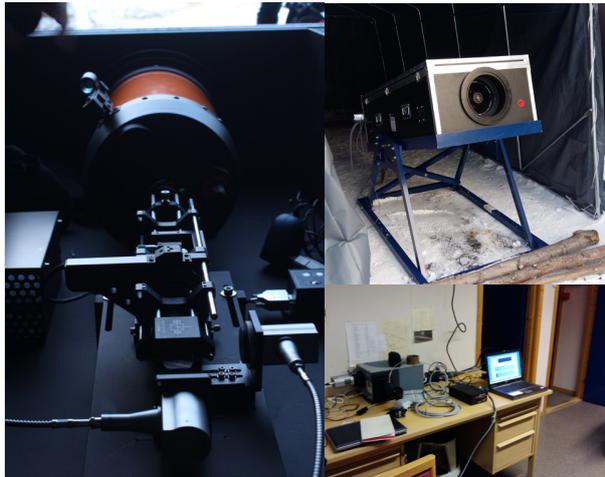


FIGURE 66 – Photos de Premier Cru. À gauche, le télescope, lentille et le *beam-splitter*. En haut à droite, une vue de l'instrument à l'extérieur, et en bas à droite le spectromètre et caméra CCD.

6.4 TRAITEMENT

6.4.1 Campagne 2016

La campagne 2016 s'est déroulée du 3 au 9 mars 2016. Le réseau était de 300tr/mm, et la fente avait une ouverture de 260 μm . Le temps d'exposi-



FIGURE 67 – Carte de la Norvège marquée du lieu d'observation et schéma décrivant la géométrie d'acquisition. Le temps d'acquisition pour chaque série de spectre était entre 30 et 45 minutes.

tion pour chaque position de la lame demi-onde était de 500 secondes, ce qui est très long compte tenu de certaines dynamique aurorales. En effet, certains arcs peuvent se déplacer dans le ciel de manière très rapide. Il est possible qu'un arc passant dans le champ de vue de l'instrument en début d'acquisition soit parti à la fin de celle-ci.

Nous avons obtenu 20 sets de spectres. Un set est composé de 8 spectres : 4 spectres pour les rayons ordinaires, et 4 pour les extraordinaires (un pour chaque position de la lame demi-onde : 0° , $22,5^\circ$, 45° et $67,5^\circ$). Les 8 spectres sont analysés en même temps. Tout d'abord, nous avons besoin d'isoler chacune des raies étudiées, pour les spectres ordinaires et extraordinaires lorsque la lame demi-onde est à 0° . Nous sélectionnons les limites des raies et déterminons sa largeur en nombre de pixels.

Les limites seront ainsi toujours sélectionnées de la manière qui suit : la limite inférieure sera limitée par le premier pixel qui "monte" par rapport au continuum. La limite supérieure sera elle choisie par le dernier pixel qui "descend" avant le retour au continuum.

Une fois les limites arrêtées, nous gardons celles-ci et les appliquons à tous les spectres du set. Les raies sont ensuite isolées et leur intensité peut être déterminée. La bande à 427,8 nm présente une structure rotationnelle, et nous considérons ici la bande entière, en incluant les branches P et R. Deans & Shepherd (1983) et Jokiahio et al. (2008) ont souligné que la spectroscopie haute résolution peut permettre d'obtenir les températures rotationnelles dans les aurores. Les travaux de Mangina et al. (2011) et Bernard (2014) ont également montré que ceci était possible grâce à des études en laboratoire.

Sur les spectres des pics très forts et nets apparaissent. Ils sont dûs à

La branche R crée une aile bleue visible sur les spectres.

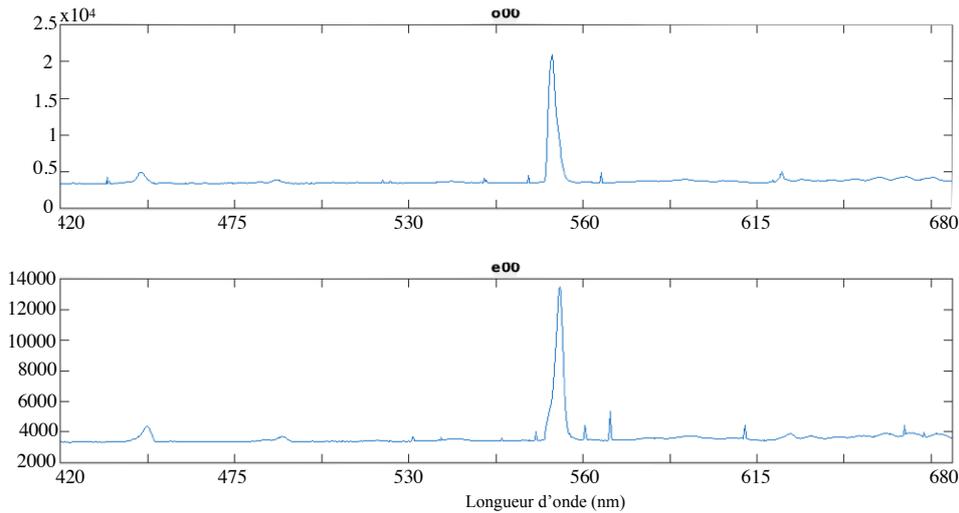


FIGURE 68 – Spectres issus des rayons ordinaires (en haut) et extraordinaires (en bas) mesurés la nuit du 7 mars 2016 à 22h44. L’axe des ordonnées est en unités arbitraires. Il en sera de même pour tous les spectres montrés dans ce Chapitre.

l’apparition de rayons cosmiques sur le détecteur. Nous devons donc les enlever, et nous utilisons simplement des interpolations linéaires entre les deux côtés de ceux-ci.

Des erreurs d’alignement entre les faisceaux ordinaires et extraordinaires peuvent se produire, ce qui n’est pas si étonnant car ils ont été alignés à la main par des températures pouvant atteindre -15°C . Ces erreurs peuvent entraîner une différence d’intensité entre les rayons e et o. Pour corriger ceci, nous considérons que la raie verte n’est pas polarisée (Bommier et al., 2011). C’est une hypothèse raisonnable car la transition à l’origine de celle-ci est un quadripole électrique. Pour des raisons de symétrie, cette raie ne peut donc pas être polarisée. De ce fait, l’intensité de la raie verte dans les spectres ordinaires et extraordinaires doit être la même. Nous devons calculer le facteur de correction et l’appliquer à toutes les raies dans les spectres extraordinaires, en considérant que cette asymétrie est constante pour toutes les longueurs d’ondes. Nous pouvons maintenant calculer les paramètres de Stokes et ainsi le degré de polarisation linéaire (DoLP) (Barthélemy et al., 2011).

6.4.2 Campagne 2017

La campagne 2017 s’est déroulée du 28 février au 8 mars 2017. Le design optique était plus optimisé, nous autorisant à réduire la fente à $150\mu\text{m}$, obtenant une meilleure résolution spectrale. Nous avons également choisi d’augmenter les acquisitions, passant à 600 secondes pour chaque position de la lame, afin de réduire le bruit. Le lieu et les conditions d’observation étaient similaires.

6.5 RÉSULTATS

6.5.1 Identification des raies

Les spectres sont calibrés en longueur d'ondes en utilisant le fait que les émissions de N_2^+ à 427,8 nm, O^1D à 557,7 nm et O^1S à 630,0 et 636 nm sont faciles à identifier. D'autres raies peuvent être visibles, comme H_α à 656 nm ou la Première Positive de N_2 entre 600 et 700 nm. Toutes les raies avec un rapport signal sur bruit suffisant peuvent être étudiées. Mais ici, nous ne regarderons que la Première Négative de N_2^+ .

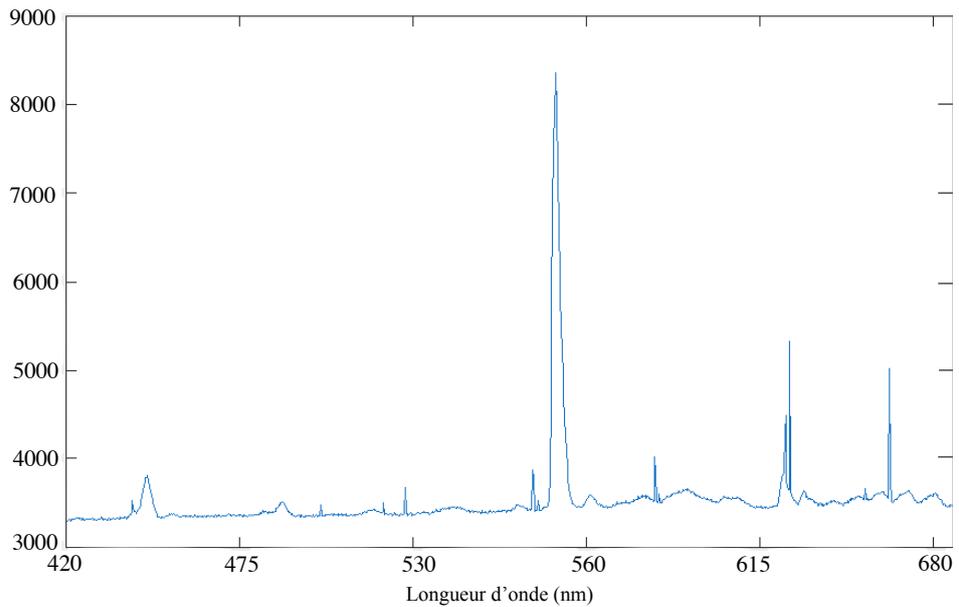


FIGURE 69 – Spectre mesuré la nuit du 7 mars 2016 à 23h19, où l'on peut voir entre les pixels 600 et 800 les raies du sodium provenant des lampes de l'éclairage public. On peut également remarquer plusieurs rayons cosmiques, notamment au niveau de la raie à 630 nm.

Il est parfois possible que les spectres soient marqués par la pollution lumineuse venant du village de Skibotn, à 5 km de la station de terrain, notamment en présence de brume ou de nuage fins.. Ce signal est visible sur certains spectres (Figure 69), par des raies du sodium autour de 589 nm. De plus, lorsqu'elle est présente dans le ciel, la Lune fait apparaître un *continuum* sur les spectres, augmentant alors le niveau de bruit, comme observé sur la Figure 70.

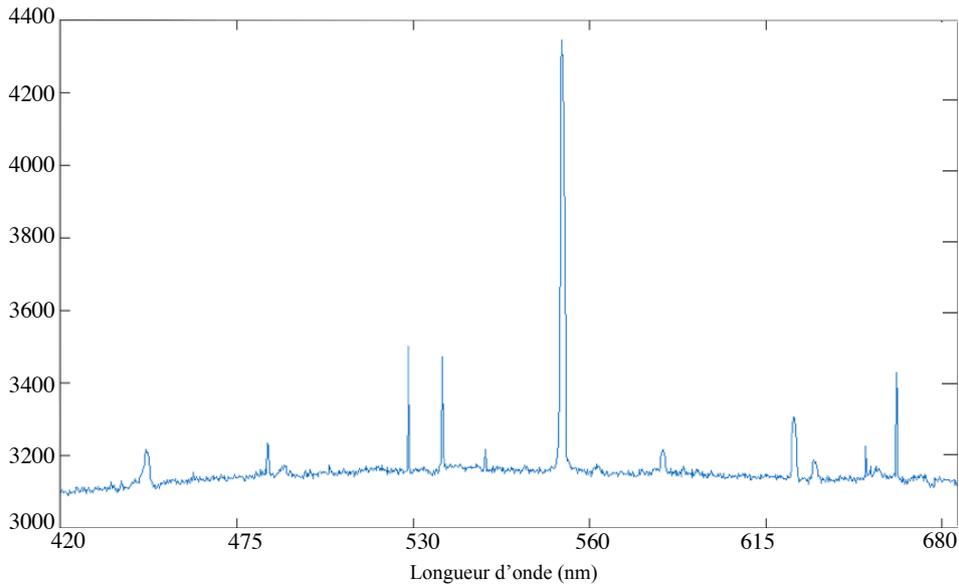


FIGURE 70 – Spectre mesuré la nuit du 5 mars 2017 à 00h44, où l'on peut voir le *continuum* causé par Lune, ici plutôt léger.

6.5.2 Mesures de polarisation

6.5.2.1 Données 2016

Sur les 20 sets recueillis, seulement 2 ont un rapport signal sur bruit suffisant pour étudier la polarisation de N_2^+ sans filtrage de celui-ci. Ils ont été mesurés le 7 mars, entre 22h44 LT (UT+1) et 23h54. Pendant cette période les conditions géomagnétiques étaient actives, marquée par un sous-orage magnétique. Les données ont été acquises à la fin de celui-ci. La composante horizontale du champ magnétique mesurée à Tromsø était autour de -700 nT, correspondant à un K_p égal à 5 (Figure 71).

Dans ces cas, nous trouvons un $DoLP = 1,3\% \pm 0,8\%$ avec la méthode des différences et $1,4\%$ avec la méthode des ratios pour le premier set. Pour le second on obtient un $DoLP = 1,3\% \pm 0,7\%$ avec la méthode des différences et $1,4\%$ avec la méthode des ratios.

6.5.2.2 Données 2017

La période était active, avec un K_p souvent supérieur ou égal à 4. Ceci nous a permis, en plus de la plus longue durée d'acquisition et la fente plus fine, un meilleur rapport signal sur bruit durant la semaine. Nous choisissons tout de même les meilleurs spectres afin de calculer les $DoLP$.

Le 2 mars 2017, le set commençant à 19h38 et finissant à 20h23 donne une polarisation égale à $1,46\% \pm 1,18\%$, mais tombe à 0 après débiaisement. Toutes les données suivantes sont les valeurs après débiaisement.

Le set suivant, de 20h27 à 21h11 donne un $DoLP = 3,7\% \pm 1,32\%$. Un

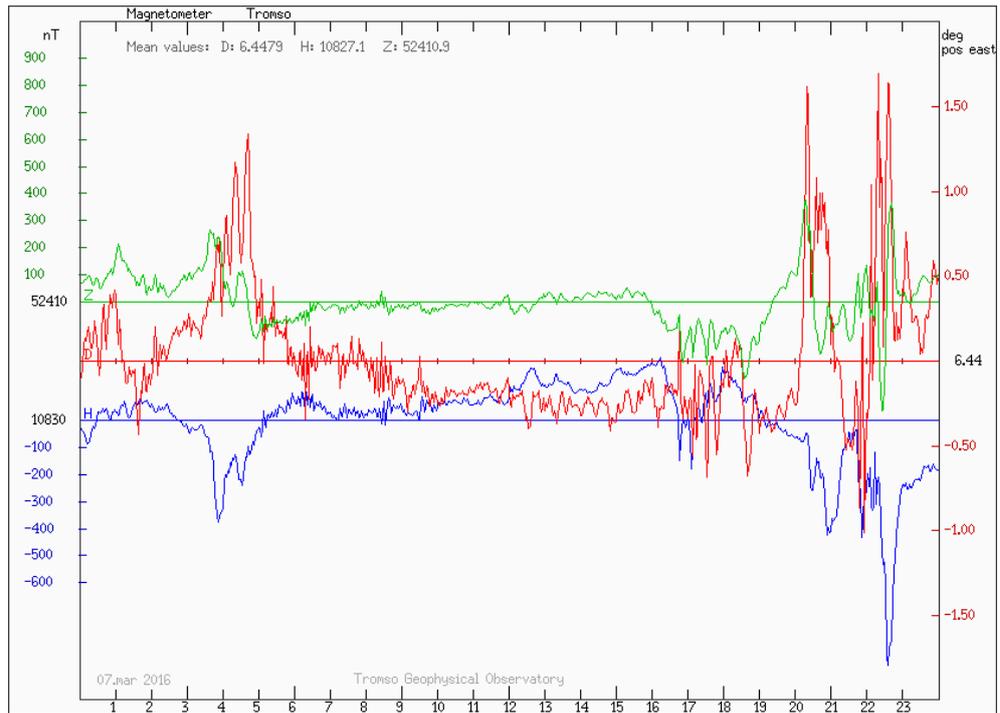


FIGURE 71 – Magnétogramme du 7 mars 2016. On voit très bien la période active de la fin de journée, avec le pic à -700nT entre 22 et 23h.

troisième, de 21h16 à 22h00 donne un degré de polarisation égal à $1,91\% \pm 1,38\%$. Comme pour les données de 2016, on remarque que la méthode des ratios donne un DoLP un peu supérieur à ceux calculés par la méthode des différences (valeurs présentées ci-dessus).

Le signal ayant été assez fort pendant de nombreuses heures les nuits du 2 et du 5 mars, nous avons choisi ces deux nuits pour co-additionner les spectres obtenus le 2 mars entre 19h38 et 00h26 et le 5 mars entre 20h17 et 00h00. Nous calculons ensuite une polarisation moyenne. Dans ces cas là, nous trouvons un $\text{DoLP} = 1,01\% \pm 0,53\%$ pour la nuit du 2 mars et $\text{DoLP} = 0,67\% \pm 0,48\%$ pour la nuit du 5 mars. La Lune était visible durant la nuit du 5, marquant l'apparition d'un continuum dans les spectres, comme mentionné plus haut. Le signal auroral étant constitué de raies discrètes, il était tout de même visible.

Le magnétogramme correspondant à la nuit du 5 est visible sur la Figure 72, et montre une période active avec la composante horizontale du champ magnétique descendant jusqu'à -900 nT .

En co-additionnant les spectres, nous obtenons un DoLP inférieur au DoLP de chaque set. Ceci est dû au fait que l'angle de polarisation linéaire (AoLP) varie au cours du temps, brouillant ainsi le signal polarisé. On peut noter que l'AoLP n'a pas été calibré, et son incertitude peut monter jusqu'à 10° .

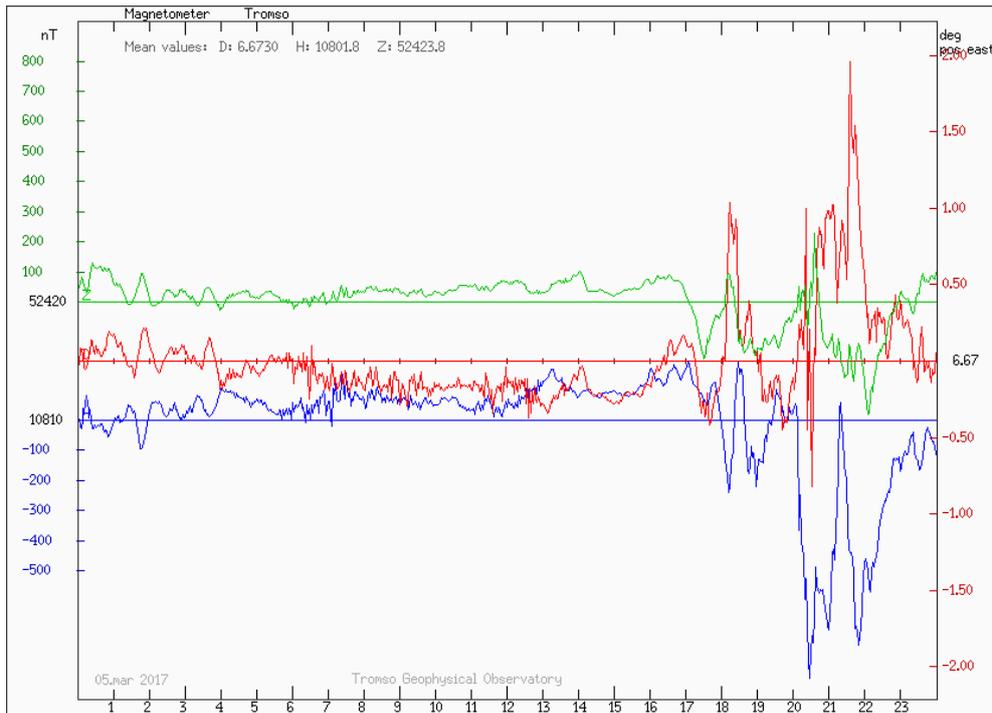


FIGURE 72 – Magnétogramme du 5 mars 2017, montrant une forte activité à partir de 20h.

6.6 DISCUSSION ET PERSPECTIVES

Il apparaît que la bande (0-1) de N_2^+ est polarisée, avec un DoLP entre 1 et 4%. Il convient cependant de noter qu'aucune détection à 3σ n'a été réalisée sur un set individuel. Ces mesures demandent à être confirmées par de nouvelles acquisitions avec un meilleur rapport signal sur bruit avant de pouvoir être exploitables. Ceci pourrait être fait en agrandissant le champ de vue, mais cela pourrait également mélanger des directions de polarisation différentes, diminuant ainsi le signal polarisé.

Après confirmation, plusieurs questions resteront en suspens : Quel est le processus à l'origine de la polarisation de cette bande ? Il implique la bande entière, mais est-ce que les raies rotationnelles la composant sont polarisées de la même façon ou y-a-t-il des différences ? Ceci nécessitera un instrument de meilleure résolution et des calculs théoriques sur les mécanismes de polarisation par impact électronique.

En effet, nous pensons que cette polarisation va être créée par les anisotropies liées aux électrons précipitant dans la haute atmosphère, ce faisceau ayant une direction préférentielle, suivant les lignes de champ magnétique. Avec les informations tirées de la polarisation, nous pourrions remonter à l'orientation de ce dernier. Cependant, il est possible qu'à basse altitude, les multiples collisions entre les électrons et le gaz viennent gommer le signal polarisé.

Est ce que d'autres bandes de N_2^+ , comme la (0-0) ou la bande de Meinel sont polarisées ? Si oui, est-ce de la même manière ? Réagissent-elles aux

mêmes paramètres ?

Quelles informations pouvons-nous retirer de ces mesures de polarisation ? La direction de polarisation devra être confirmée également, ainsi que les paramètres la contrôlant.

La polarisation existe probablement dans plusieurs raies et bandes auro-rales, et pas seulement dans la raie à 630 nm de l'oxygène. La polarisation de bande à 427,8 nm de N_2^+ , si elle est confirmée, permettra d'étudier les parties les plus basses des aurores, autour de 100 km d'altitude et ouvrira une nouvelle fenêtre observationnelle.

De nombreuses autres raies et bandes peuvent potentiellement être polarisées, comme par exemple à la raie à 844 nm de O, les bandes 1P et 2P de N_2 , H_α à 656 nm. Ces différentes émissions seront étudiées dans le futur, via les données déjà obtenues ou grâce à de nouvelles observations. On peut également se demander si des raies dans l'UV pourraient être polarisées, telles que la raie à 130 nm de O et la raie Lyman α de H à 121,5 nm. Mais pour de telles observations, un spectro-polarimètre spatial serait nécessaire.

SYNTHÈSE

- ✓ L'instrument Premier Cru étudie la gamme 400-680 nm et produit 8 spectres lors d'une même acquisition. Ces spectres sont analysés simultanément afin d'en déduire le degré de polarisation linéaire de chaque raie ou bande étudiée.
- ✓ Il semblerait que la bande (0-0) de N_2^+ à 427,8 nm soit polarisée, avec un degré de polarisation linéaire compris entre 1 et 4%. Si ce résultat est confirmé, cela nous apporterait des informations sur les processus anisotropiques ayant lieu dans la basse ionosphère.
- ✓ La confirmation de ce résultat passe par le débruitement des spectres ou l'acquisition de données avec un meilleur rapport signal sur bruit, ceci étant le problème principal auquel nous avons été confrontés lors de l'analyse.
- ✓ La calibration et le calcul des angles de polarisation linéaire reste à faire.



Skibotn, mars 2017

CONCLUSION

Le couplage Soleil-Terre existe depuis, on peut l'imaginer, 4,5 milliards d'années. Cependant, ce n'est que depuis quelques décennies que l'Homme commence à utiliser les mêmes vecteurs (ondes radiométriques et lumière) que notre étoile pour transporter des informations. En raison de ces similitudes, l'interaction entre l'activité solaire et la nôtre augmente. La météorologie de l'espace a alors vu le jour, cherchant à caractériser ce lien et des manières de se prévenir d'incidents potentiels. Depuis lors, nous cherchons des moyens pour observer et quantifier les variations des activités solaire et géomagnétique. L'une des pistes envisagées est l'étude des émissions moléculaires.

Nous avons alors utilisé le modèle TRANS, code 1D résolvant l'équation de Boltzmann pour le transport de des électrons précipitants dans la haute atmosphère terrestre. Il modélise le flux solaire en fonction des indices Ap et $f_{10.7}$ et les précipitations électroniques par une distribution maxwellienne, caractérisée par son énergie caractéristique E_0 et son énergie intégrée. Nous faisons plusieurs hypothèses justifiées par la géométrie et les conditions locales afin de simplifier cette équation. Les productions ioniques et d'états excités sont calculées grâce à leurs sections efficaces de collision, qui sont recalculées en fonction de la grille d'énergie choisie, et ce en fonction du flux électronique précipitant.

Le modèle TRANS est performant, mais il conviendra de l'améliorer si l'on souhaite aller plus loin dans certaines analyses. Si l'on souhaite poursuivre les études des processus thermosphériques en lien avec le climat, on pourrait notamment envisager la prise en compte de processus chimiques, mais également les phénomènes dynamiques régionaux de l'atmosphère. Concernant les émissions, la modélisation des bandes vibrationnelles est indispensable, notamment dans le cadre de l'analyse des données ATISE. De plus, afin de traiter celles-ci, la création d'un TRANS inversé, prenant en entrée un spectre d'émission et donnant en sortie les conditions du flux électronique est à envisager. Ce travail fera l'objet d'une thèse dans les années à venir.

La molécule la plus abondante dans la haute atmosphère terrestre est N_2 , accompagné de son ion N_2^+ . L'étude des émissions de ces composés est donc la première étape dans la recherche de grandeurs observables, et on peut notamment citer la bande à 427,8 nm, émission majoritaire de N_2^+ , aisément visible dans le ciel auroral. L'étude de la structure détaillée des niveaux ro-vibrationnels de celle-ci, ainsi que sa polarisation, pourrait nous permettre d'en faire un traceur des phénomènes auroraux et d'*airglow* dans la basse thermosphère.

La polarisation d'autres raies et bandes moléculaires doit également être recherchée, et les liens entre celle-ci et l'activité géomagnétique, ou les ani-

sotropies du flux de particules précipitant devraient être abordés afin de découvrir quelles informations peuvent en être retirées.

Les émissions de N_2 ont une intensité globale plus faible, et des bandes d'émission moins visibles. Il ne faut cependant pas les négliger, d'autant plus que les améliorations technologiques récentes et en cours ouvrent des portes pour le renouveau de l'observation optique en météorologie de l'espace.

Ces avancées, notamment liés à la miniaturisation des technologies, nous permettent de concevoir des instruments et satellites plus facilement qu'auparavant, multipliant alors les projets d'observation de la Terre. ATISE et AMICal-Sat seront dédiés à l'observation des ovales auroraux. Le but d'ATISE est d'être capable de mesurer des spectres d'aurores et d'*airglow* entre 380 et 900 nm selon plusieurs lignes de visées réparties entre 100 et 350 km. Cet instrument, dont nous avons pu voir le potentiel lors du test de son prototype, atteindra une résolution temporelle jamais vue, et permettra de reconstituer les profils d'émissions verticaux des aurores. Nous pourrons ainsi examiner les variations en altitude de ceux-ci, et, couplé avec l'étude de la structure fine des émissions moléculaires, retrouver quelles sont les précipitations énergétiques à l'œuvre dans l'environnement spatial de la Terre.

À court terme, les besoins se placent au niveau de la définition précises des émissions liées aux structures vibrationnelles, mais également sur la photométrie absolue du satellite.

D'ici quelques années, on pourrait imaginer un groupe de satellites observant les ovales auroraux dans des gammes de longueurs d'ondes différentes, permettant alors la réalisation de spectres dans des registres spectraux difficilement observables depuis le sol, comme l'UV ou l'infrarouge par exemple. Ceci pourrait être le début du renouveau des observations optiques pour la météorologie de l'espace.

Outre N_2 et N_2^+ , il conviendra également de s'intéresser aux émissions de O_2 et son ion O_2^+ , ou bien de se pencher vers des molécules moins abondantes, telles que NO. Cette dernière molécule est d'autant importante de part son transport entre différentes couches d'atmosphère et ses actions impactant la couche d'ozone et donc les cycles climatiques de notre planète, illustrant ainsi le lien entre celles-ci. NO^+ est un ion majoritaire dans l'ionosphère, l'étude de ses émissions est également pertinente.

La géophysique, et à plus grande échelle la planétologie, sont des sciences de couplage, dont les effets ne sont visibles qu'à des échelles de temps plutôt longues, de l'ordre de la dizaine d'années. Les interfaces et processus de rétroactions potentiels sont nombreux, de part la diversité des objets considérées. Les domaines d'étude concernés sont également variés (physique, chimie, géologie par exemple) : la pluridisciplinarité et les échanges sont une étape vers une meilleure compréhension globale de ces phénomènes.



Skibotn, mars 2017

ANNEXES

ANNEXE 1

IMPACT OF ENERGETIC ELECTRON PRECIPITATION ON THE UPPER ATMOSPHERE : NITRIC MONOXIDE

A. Vialatte, M. Barthelemy and J. Lilensten

The Open Atmospheric Science Journal

Received : October 20, 2016

Revised : March 07, 2017

Accepted : March 11, 2017



RESEARCH ARTICLE

Impact of Energetic Electron Precipitation on the Upper Atmosphere: Nitric Monoxide

A. Vialatte^{1,*}, M. Barthélemy¹ and J. Lilensten¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

Received: October 20, 2016

Revised: March 07, 2017

Accepted: March 11, 2017

Abstract:

Background:

Nitric oxide concentration in the upper atmosphere is known to be highly dependent on the solar activity. It can be transported to the stratosphere by the atmospheric circulation. In the stratosphere it is responsible for the destruction of ozone and consequently stratospheric heating rates are affected. This is one of the mechanisms by which solar variability has been suspected to drive variability in the energetic budget of the Earth climate. Therefore, it is essential to know every physical and chemical processes leading to the production or to a destruction of nitric oxide.

Aim:

The aim of this work is to calculate the production rate of NO^+ and some of the NO electronic states created by electron impact on NO at night in the auroral zone using an electron transport code.

Conclusion:

We study this variability under different precipitation conditions and taking into account the variability of the neutral atmosphere with the geomagnetic and solar activity. We find that the energetic electron precipitation has a very small effect on the absolute value of the NO^+ and NO^* production rates. In order to help further research to consider the effect of NO^+ and NO^* , we provide a table of all the production rates in a medium solar and geomagnetic activity case.

Keywords: Nitric oxide, Thermosphere, Climate, Stratosphere, Solar Variability, Atmosphere.

INTRODUCTION

The IPCC Fifth Assessment Report [1] analyses the radiative forcing at Earth¹. In this analysis, the positive radiative forcing due to human activity is clearly predominant ($2.29 \text{ Wm}^{-2} \pm 1.1 \text{ W.m}^{-2}$). The one due to solar activity is much smaller (about $0.05 \text{ W.m}^{-2} \pm 0.05 \text{ Wm}^{-2}$) [1].

A recent monograph reviews all the possible mechanisms by which the solar activity could impact Earth climate [2, 3]. Amongst them is the impact of the nitric oxide NO in the upper atmosphere [4]. From these authors, NO_x are produced in the stratosphere and mesosphere through molecular ionisation of the ambient gas, including the minor NO specie, and subsequent recombination. NO_x are known to have lifetime up to several months. The main destruction mechanism is through photo absorption. Therefore, they remain a long time in the atmosphere during the polar night. Then they experience horizontal and vertical transport. The latter likely happens in the polar vortex and may transport

* Address correspondence to this author at the Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France, 414 rue de la Piscine - BP 53 - 38041 Grenoble cedex 9 - France; E-mail: anne.vialatte@univ-grenoble-alpes.fr

¹ A positive forcing contributes to global warming, while a negative forcing participates in cooling the planet.

NO produced in the thermosphere down to low atmospheric layers where it destroys the ozone [5]. NO can also be ionized and excited. The main ionisation source in the polar night is through electron precipitation. Their influence on atmospheric chemistry is reviewed [6]. However, the production of excited NO or NO^+ in the thermosphere has never been addressed up to now. This is important because NO^+ and excited NO can change species reactivity and therefore accelerate or slow down destruction processes. Computing the productions under different electrons precipitations conditions is the aim of this work. It may not have a major impact, but we are hopeful that this analysis will offer new insights for atmospheric modelers.

1. NITRIC MONOXIDE IN THE ATMOSPHERE

At ground, NO and NO_2 are mainly produced during the combustion of fossil fuels and are released into the troposphere. However, NO is also produced at much higher altitudes above the stratosphere. The more the solar activity, the more NO is produced with potential effects in Europe and North America [3]. To quantify its effects it is important to know all the mechanisms of production and destruction of NO and of its derivatives NO^+ and NO^* .

The nitric monoxide density in the thermosphere peaks around 110 km [7]. It is commonly larger at high latitudes and may exceed $2 \cdot 10^{14}$ molecules per m^3 [8]. The Student Nitric Oxide Explorer (SNOE) satellite provided NO measurements from March 11, 1998 to September 20, 2000. It had a sun-synchronous orbit inclined at 97.7 degrees to the equator and made 15 orbits per day. This allowed an almost global coverage of the Earth's atmosphere between latitudes 82°S and 82°N. SNOE measured the concentration of nitric monoxide between 97 and 150 km. Fig. (1) shows some of the SNOE measurements at the equator and high latitude, between 60° and 70° for low geomagnetic and solar activity (A_p smaller than 6, $f_{10.7}$ smaller than 132), medium (A_p from 6 to 12, $f_{10.7}$ between 132 and 165) and high activity (A_p larger than 12, $f_{10.7}$ larger than 165). From these data, it is obvious that the NO content is directly linked to the solar and geomagnetic activity.

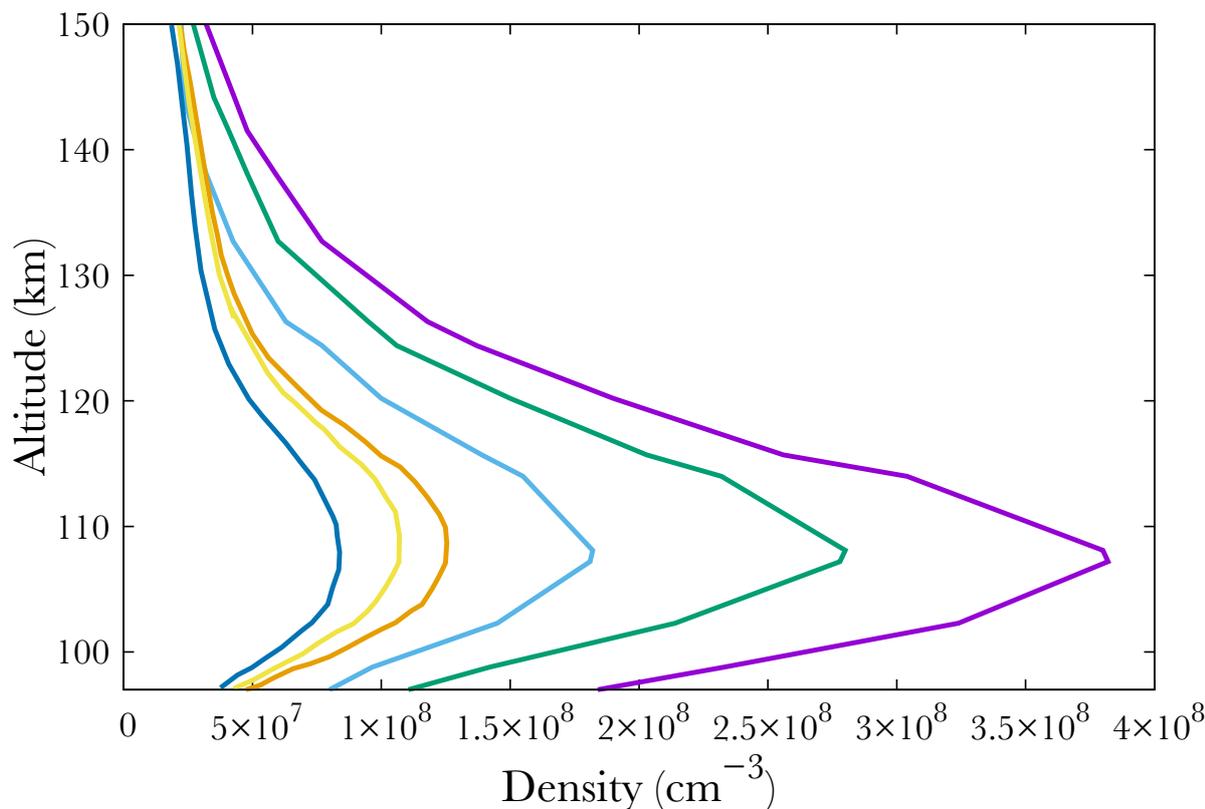


Fig. (1). Average NO density at the equator for low solar activity (dark blue), medium (gold) and high (orange). Average NO density at high latitudes (60° - 70°) for low geomagnetic activity (light blue), medium (green), and high (purple). From [9].

We used SNOE data [9] to build our NO model. As we did not find extensive data for NO concentration above 150 km, we performed a logarithmic extrapolation based on SNOE data. This choice is motivated by the scale height

evolution.

1.1. NO Production

Photons and electrons can dissociate molecular nitrogen thereby producing excited atomic nitrogen. The latter then reacts with molecular oxygen according to the following chemical reactions:



Below 130 km, the reaction 1 mainly produces NO during the day. It is much less effective at night. Above 130 km, the reaction 2 is the main source of NO during the day, and the main source during the night under 130 km [8].

There are two sources of NO. The energetic electrons participating in reactions come either from particle precipitations at high latitudes or from the interaction of the solar electromagnetic flux in the soft X-ray with the molecules of the thermosphere, where the effect is maximum in the equatorial region [8 - 9].

1.2. NO Destruction

NO is mainly destroyed by the photon flux in the extreme ultraviolet which dissociates it according to [9]:



and by $\text{N}(^4\text{S})$ through [8]:



Therefore, NO is negligible in the dayside thermosphere. The case is radically different in the polar nightside.

1.3. NO Vertical Transport

The WACCM model (Whole Atmosphere Community Climate Model) combines chemistry and dynamics of the atmosphere from the surface to 140 km altitude. It computes an upward air mass flow in the vicinity of the summer pole, and a downward air mass flow near the winter pole [10]. Above each tropospheric convection cell, another cell is created, moving in the opposite direction: upward flow around the winter pole and a downward flow around the summer pole. Vertical density gradients of nitric monoxide are created, resulting in a transport of NO to the higher altitudes in summer pole and a downward transport around the winter pole. NO is thus injected into the stratosphere where it can destroy ozone by $\text{NO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{O}_2$ [3] thus contributing to the energy budget of the atmosphere. Indeed, stratospheric ozone O_3 filters almost all the solar ultra-violet radiation. In addition, horizontal transport of NO was observed, in particular by [9]. The nitric oxide produced at high latitudes can be transported to lower latitudes but the physical phenomena behind these transports remain poorly known.

One of the major flaws of this scheme is that the reaction rates take no account of the NO electronic states nor of its potential ion NO^+ , simply because these have not been studied yet. Ionisation and excited states could have a role in NO chemical reactivity and thus the climate. Moreover, the connection between energetic precipitations and climate has already been assessed in review articles [11] and [4] though both articles state that effects (direct and indirect) persist in the upper atmosphere down to the stratosphere.

2. MODELING

Part of the magnetospheric electrons is driven along the Earth magnetic field lines to end in an oval centered around the magnetic poles. They enter the thermosphere with energies up to a few hundreds of keV. These suprathreshold electrons ionize, excite and dissociate the atmospheric atoms and molecules and produce the population of ions and excited species. During these collisions, the electrons gradually lose their energy. The Boltzmann equation describes the evolution of these precipitated electrons during collisions with other particles through the stationary electron flux Φ (in $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) depending on the altitude z , the electron energy E and pitch angle θ relative to the magnetic field:

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial L(E) \Phi}{\partial E} = \text{sources} - \text{losses} \quad (5)$$

Where μ is the cosine of the electron pitch angle, n_e the thermal electron density, E their energy, and $L(E)$ represents the stopping power cross section which is active in the friction force between ambient and suprathermal electrons, and is computed under continuous slowing down approximation [12]. The losses are characterized by the flow that degrades itself towards lower energies, to other angles and altitudes, when the electrons ionize and excite. The sources are the precipitated electrons and the electrons of higher energies.

Once $\Phi(z, E, \mu)$ is computed, the production of any state st (excitation, ionisation or dissociation) of a species sp at altitude z writes:

$$\text{Prod}_{st}(z) = \sum_{st} n_{sp} \iint \sigma_{sp}^{st}(E) \Phi(z, E, \mu) dE d\mu \quad (6)$$

Where $\sigma_{sp}^{st}(E)$ is the collision cross section of the species sp with electrons of energy E to gives state st , and n_{sp} its density.

In the case of nitric monoxide, the electrons can ionize and dissociate into NO^+ , N^+ and O^+ . NO can also be excited into 22 states, see Table (1). The corresponding cross sections come [13] for incident electron energies of 10, 20, 30, 40 and 50 eV, and we performed a logarithmic extrapolation for larger energies.

Table 1. Electronic states of NO^* production by electron impact on NO . The second column stands for the excitation threshold for most the NO electronic states. [13]

Electronic States	Threshold (eV)
$X^2\Pi$	-
$a^4\Pi$	4.747
A^2S^+	5.480
$B^2\Pi$	5.642
b^4S^-	5.725
$C^2\Pi_r$	6.499
$L^2\Phi$	6.599
D^2S^+	6.607
$B^2\Delta$	7.442
E^2S^+	7.546
$F^2\Delta$	7.692
$L^2\Pi$	7.757
$H^2\Pi$	7.773
H^2S^+	7.773
$K^2\Pi$	7.997
M^2S^+	8.017
S^2S^+	8.324
$N^2\Delta$	8.383
$O^2\Pi, O2S^+$	8.430
$Q^2\Pi$	8.515
T^2S^+	8.674
$W^2\Pi$	8.772
Z^2S^+	8.860

The TRANSSOLO code uses a multi-stream approach [14 - 16], which solves the Boltzmann equation for electron transport in the atmosphere. We can then derive the excitation and ionisation rate from the flux intensity and the corresponding cross-sections. The model has been proven valid through laboratory experiment [17] and in-situ observations [18 - 20] ².

²This kinetic model can be coupled with a fluid one, which is not the case here (Lilensten & Bletly, The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere, 2002).

We also compared our computation with [21] where the authors compute the electron production in different atmospheric cases and with different methods such as the same transport code used here.

We find a similar altitude of deposition but surprisingly a smaller production rate. We could not explain this discrepancy.

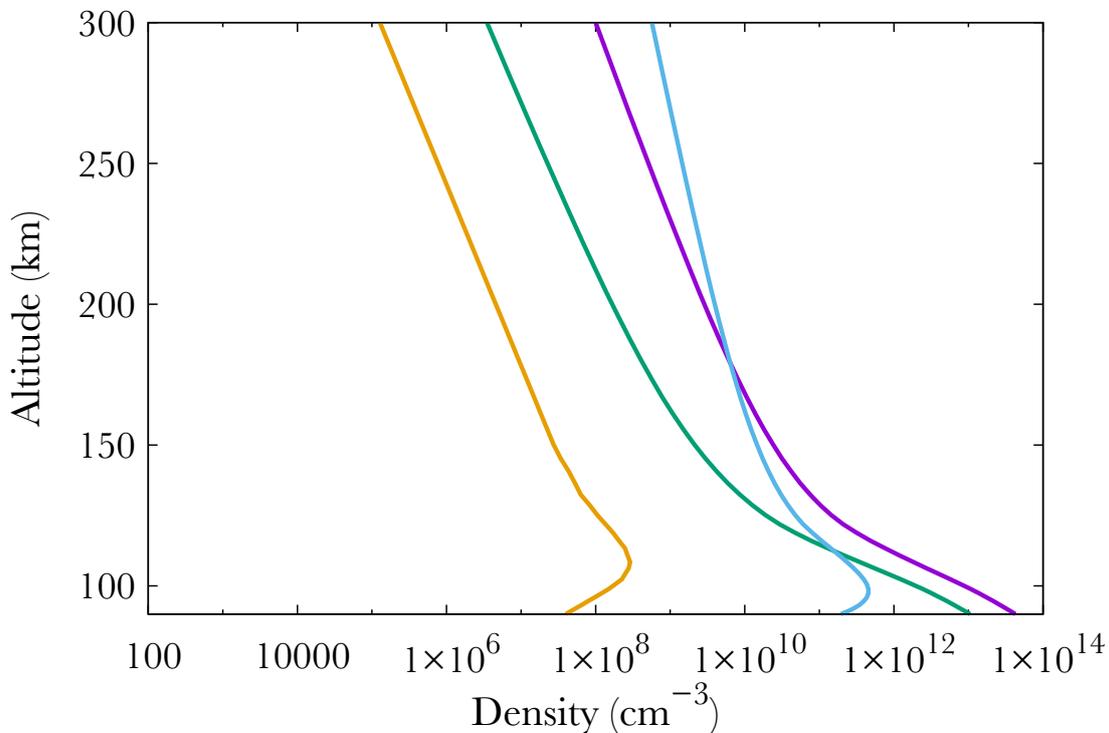


Fig. (2). Neutral density profiles at 70°N. At 400 km, one gets from left to right : NO (gold line), O2 (green), N2 (purple) and O (blue).

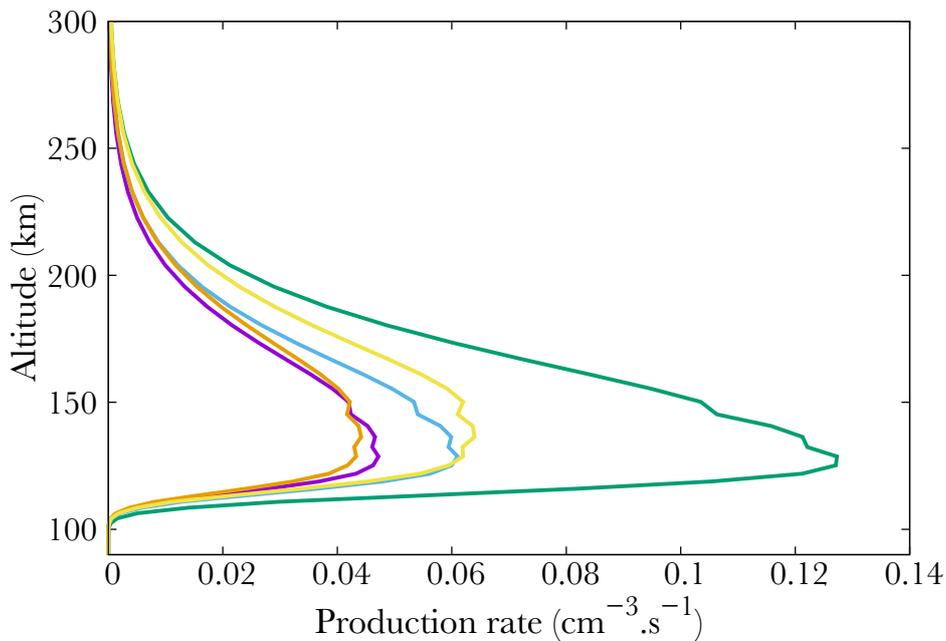


Fig. (3). Production (from right to left) of the $b^4\Sigma^-$ (green), $B^2\Delta$ (gold), $L^2\Phi$ (blue), $C^2\Pi$ (purple) and $L^2\Pi$ (orange) electronic states of NO.

3. RESULTS

Figs. (3, 4, 5) show the productions of all the 22 NO excited states in the same thermospheric conditions as in Fig. (2). The total energy of the precipitated electrons is $3.2 \text{ erg. cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, which corresponds to the energy in a strong aurora [22]. Fig. (3) corresponds to the strongest productions of excited states [23]. provide an up to date energy diagram of NO. Comparing our results with this diagram, one concludes that the most excited states are not the lowest ones but are scattered over a large span. Fig. (5) represents the states that are little excited. Logically, they are provided by high energy states (see [23]).

Finally, Fig. (4) show middle term excited states, which all correspond to low energy states. The altitude of the maximum remains the same whatever the excitation state, corresponding to the maximum in NO density, *i.e.* 110 km.

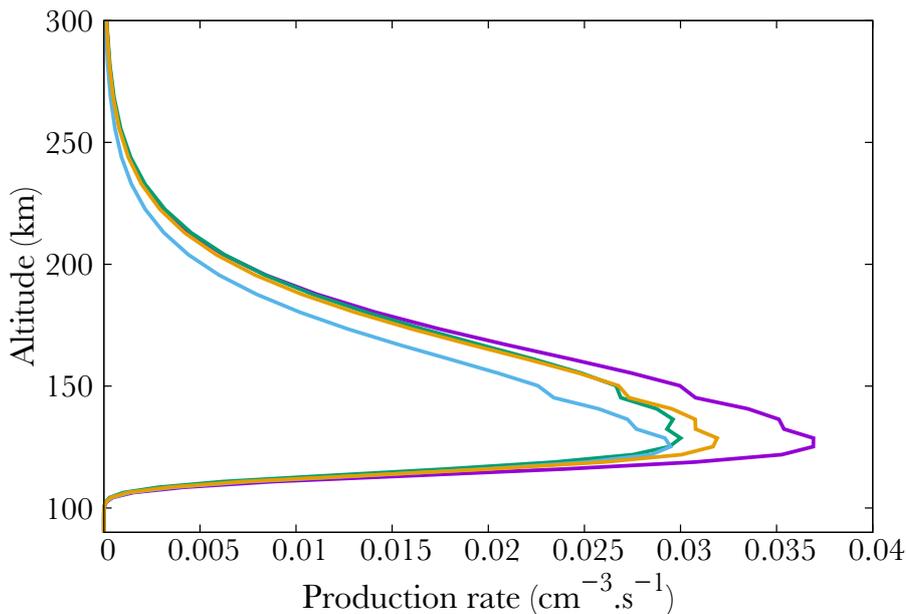


Fig. (4). Production (from right to left) of the $A^2\Sigma^+$ (purple), $D^2\Sigma^+$ (green), $a^4\Pi$ (blue) and $B^2\Pi$ (orange) electronic states of NO.

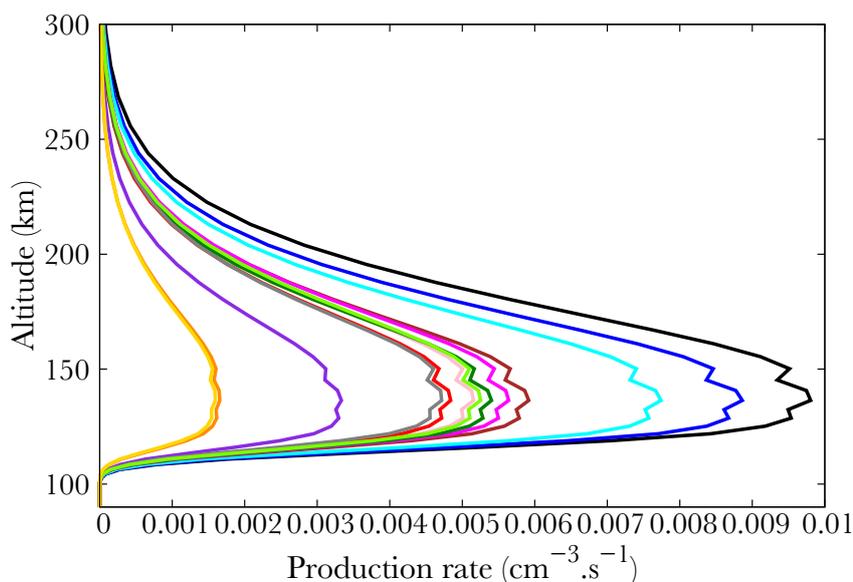


Fig. (5). Production (from right to left) of the $W^2\Pi$ (black), $K^2\Pi$ (dark blue), $H^2\Sigma^+$ (light blue), $F^2\Delta$ (brown), $M^2\Sigma^+$ (red), $H^12\Pi$ (dark green), $O^2\Pi$ (light green), $N^2\Delta$ (gray), $E^2\Sigma^+$ (purple), $T^2\Sigma^+$ (orange) and $Z^2\Sigma^+$ (gold) electronic states of NO. The states $S^2\Sigma^+$ (magenta) and $Q^2\Pi$ (pink) are also almost hidden behind the state $O^2\Pi$.

Fig. (6) compares different ion productions. We show the result of NO dissociative and simple ionisation. The most important mechanism is the simple ionisation, which is comparable to the total excitation rate. The ions N^+ and O^+ are negligible, and correspond to less than 10% of the total absorption.

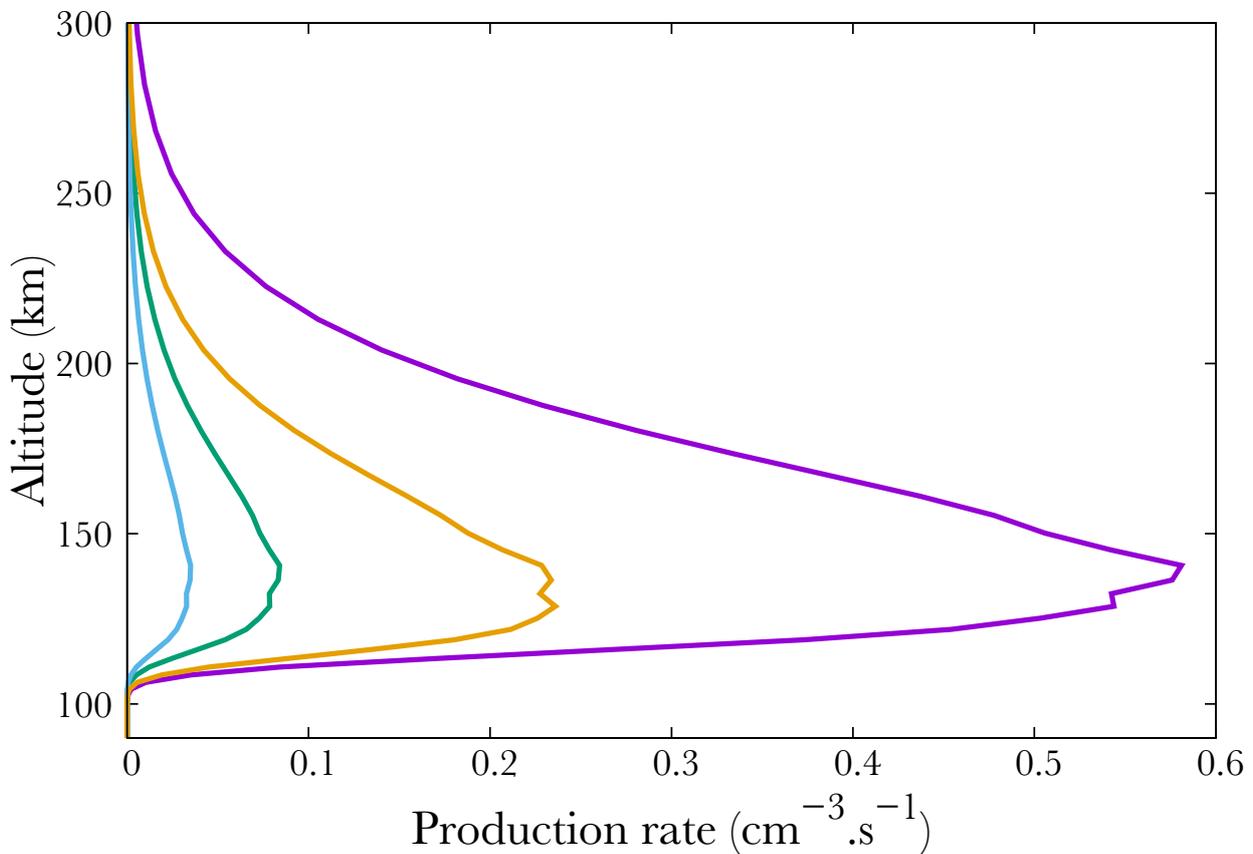


Fig. (6). Production of NO^+ (purple), N^+ (green), O^+ (blue) and total excited NO (orange).

We aim at showing the effect of the solar and geomagnetic activity on the NO excitation and ionisation [24]. shows that the state $A^2\Sigma^+$ is one of the brightest in the Earth's atmosphere in general. It therefore constitutes the most attractive for studying NO in the upper atmosphere. However, the γ -band, related to the $A^2\Sigma^+$ state, is the desexcitation from an excited state to the ground state.

This may raise some difficulties, as self-absorption may occur, data can be distorted. Even though, since the relative behavior of the different excitation height profiles remains the same, we will focus on this single excitation in the following. We checked that it can be considered as the representative of the other states.

The geomagnetic (through A_p) and solar activity (through $f_{10.7}$) influence the productions through the neutral atmosphere given above, and through the characteristics of the electron precipitation spectrum. To study the effects of these parameters, we will use the statistical model of [25] to describe the precipitation. Finally, we will study independently the impact of different precipitation conditions. Even though those parameters are linked to each other, we chose to study them separately.

3.1. Influence of the Geomagnetic Activity

Here, we change the A_p index with influence both on the neutral atmosphere and on the electron precipitations.

Not surprisingly, the production increases with increasing geomagnetic activity Fig. (7). Following the SNOE data, we show three cases corresponding to $A_p = 3, 9, 18$. The neutral NO density increase results in an increase of the $A^2\Sigma^+$ state production, from about $0.04 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ to 0.05 in the mid case and 0.07 in the most active case at the peak. The geomagnetic variability is physically partly due to the enhancement of the mean energy of the electron precipitation.

Indeed, in Hardy's model, increasing Ap therefore enhances this mean energy, resulting mainly in a decrease in the altitude of the peak, from 152 km in the quiet case down to about 142 in the most active.

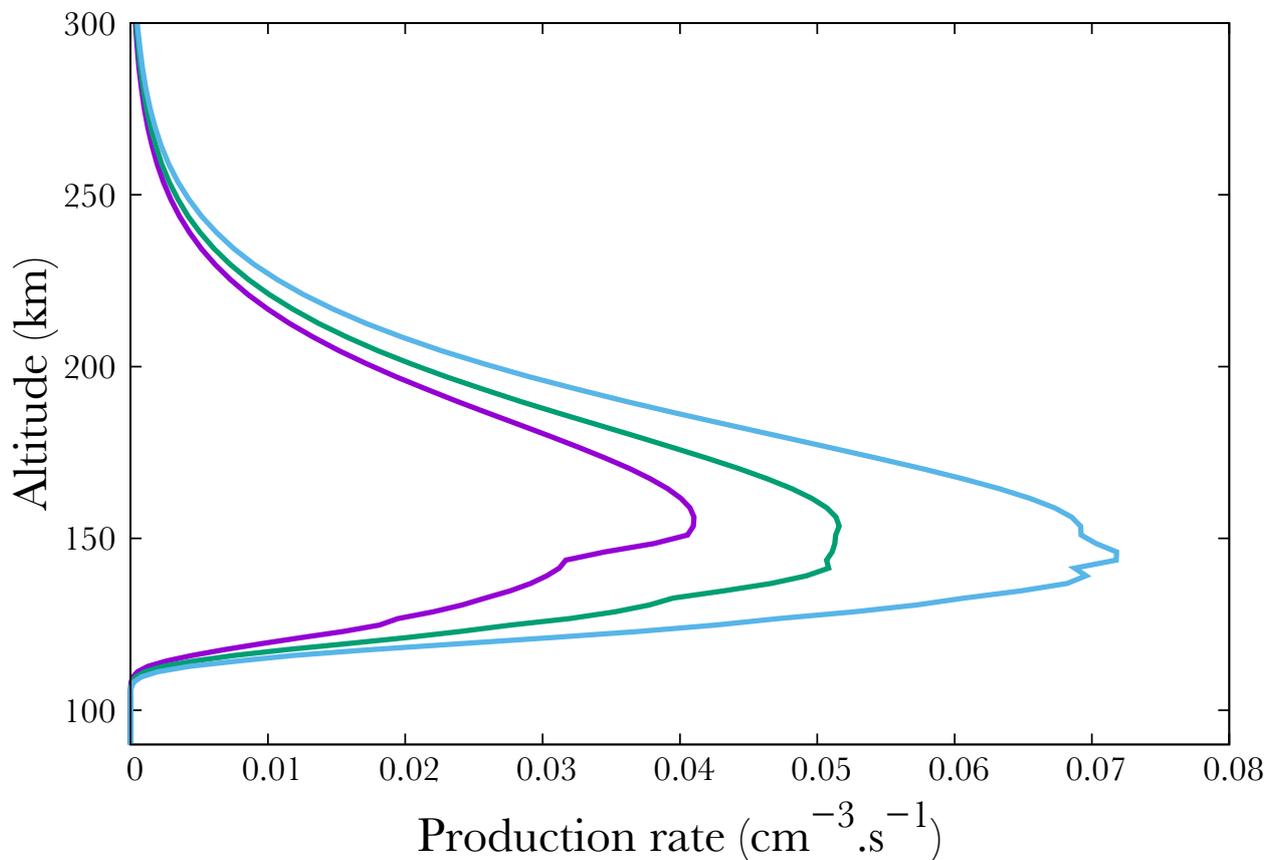


Fig. (7). Production of the $A^2\Sigma^+$ state of NO for Ap=3 (purple), 9 (green) and 18 (blue).

3.2. Influence of the Solar Activity in the Nightside

Again, following SNOE data, we show in Fig. (8) three cases corresponding to $f_{10.7} = 100, 150, 210$. Surprisingly, an enhancement in the solar activity results in a decrease of the $A^2\Sigma^+$ state production, from about $0.065 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ in the min $f_{10.7}$ case to 0.05 in the mid case and 0.04 in the most active case. However, this is only an apparent surprise. Increasing $f_{10.7}$ from 100 to 210 results in an increase at 150 km in the O density by 33% as modeled by NRLMSISE. N_2 - the main specie by far at this altitude - increases by 16%. O_2 decreases by 26% while NO remains quite stable, with a small decrease of 1%. Therefore, the precipitated electrons collide preferentially with nitrogen. Less electrons are available for NO, of which the quantity is approximately constant. We would like to note that the 16% increase in N_2 and the 33% increase in O are sufficient to compensate the 26% O_2 density diminution.

3.3. Influence of the Precipitation

We study the impact of different precipitation conditions for 3 distinct cases. Although [26] mention electron energies up to 400 keV, we follow [27] with a mean energy of 100 keV. The second one is a mean case with $E = 10$ keV. The last one is a faint case, which represents the conditions when an aurora becomes visible with naked eyes, with $E_0 = 1$ keV [22]. The neutral atmosphere remains the same in the 3 runs ($Ap = 9, f_{10.7} = 150$, *i.e.* the mean SNOE case) in order to only distinguish the effect of precipitating electrons. The distribution function for the precipitation is a maxwellian. For each case, we chose to keep a constant number of precipitating particles.

In the first case, the $A^2\Sigma^+$ production peaks at 108,2 km, at $0.048 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. The second one peaks at 109,6 km for a production of $0.044 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Finally, the last one peaks at 128,6 km with a production rate of $0.042 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. The neutral atmosphere remains the same in the 3 runs ($Ap = 9, f_{10.7} = 150$, *i.e.* the mean SNOE case).

These altitudes are in agreement with [27] (which however focus on the neutral atmosphere) and [28]. [28] studies the altitude profile of the ionization rate in the Earth's atmosphere due to precipitating energetic electrons. The deposition peaks at 110 km, *i.e.* about 10 km above our maximum. This discrepancy is only apparent, as [27] shows the deposition profile for the full atmosphere while we focus on NO only. When considering the full atmosphere, we retrieve [28]'s results.

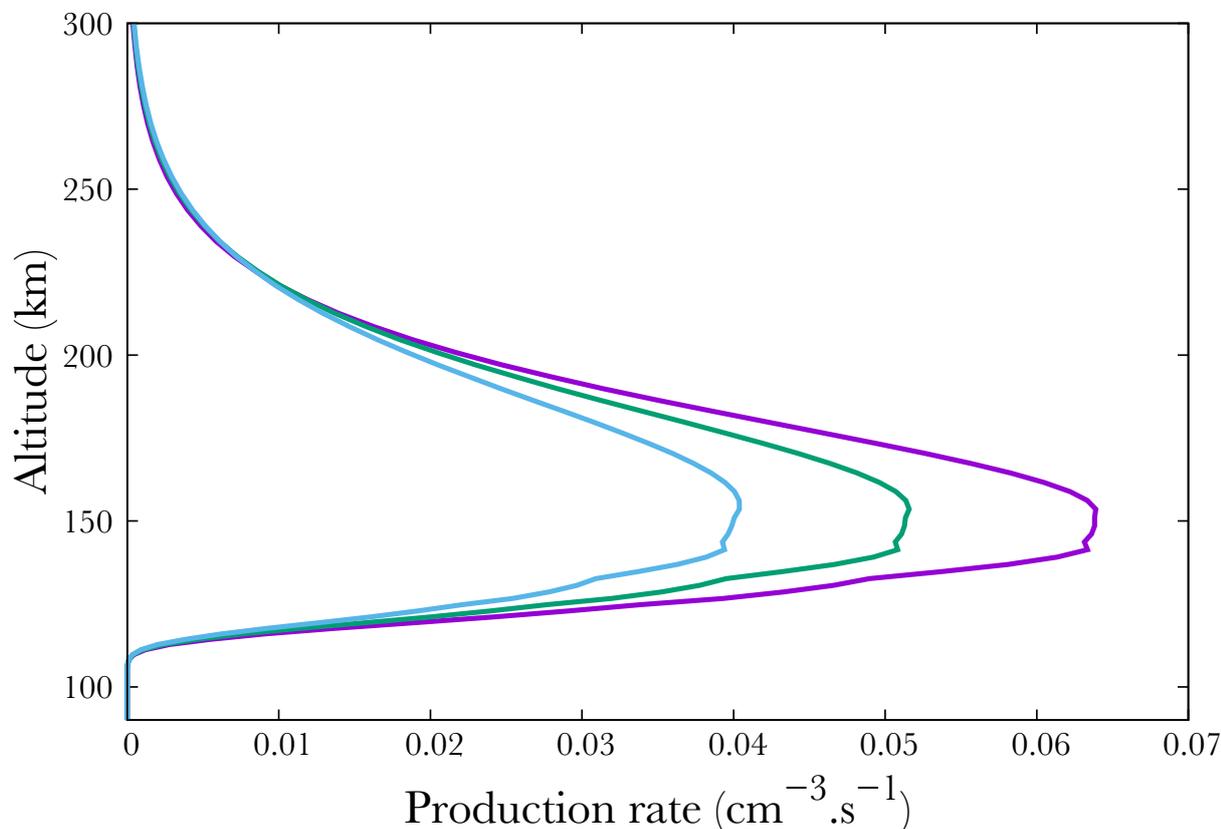


Fig. (8). Production of the $A^2\Sigma^+$ state of NO state of NO for $f_{10,7} = 100$ (purple), 150 (green) and 210 (blue).

In agreement with the work of [29] we find that the stronger the mean energy of the electrons flux, the deeper in the atmosphere the production peak. We also notice a small increase (less than a factor 2) in NO production when the total energy increases.

Fig. (9) shows the production of different ions. Here, the precipitating electrons carry a mean energy of 100 keV and a integrated one of $1 \text{ erg.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. It is important to notice that most of the energy carried by the electrons go to ionization, therefore, less energy is available for excitation. However, this last phenomenon should not be underestimated. As shown in Fig. (9) peaks may vary in altitude, depending on the gas and process (ionization or excitation). Indeed, N_2^+ and O_2^+ production peaks at 78 km whereas NO^+ production peaks at 108 km.

DISCUSSION AND CONCLUSION

NO is a very minor specie in the upper atmosphere. However, its role in the global change remains unclear. It has been suggested that the upper atmospheric circulation favors the stratosphere-troposphere exchange in link with climate change through the greenhouse gas N_2O [30]. In parallel, chemical reactions implying NO in the atmosphere produce a significant production of various nitrous oxide (see The Physical Science Basis.

Contribution of Working Group I in [1]). However, all the current studies deal only with the ground state, neglecting the excited ones. It has been questionable in which extend the nitric oxide in the upper atmosphere responds to the solar activity and then, whether the solar activity could act as a global warming cause through this effect.

Several previous studies show that NO density in the atmosphere depends on solar activity [29], [31]. However, NO being a minor specie in the thermosphere, the variations are very low in absolute value and compared to the variations of the major species. Because of this, variations in the excitation rate NO* remain very low as well and depend very little on solar activity.

The variability of NO (ground state) in the upper atmosphere using a diffusive transport code and a chemistry code has been studied [28,29,32]. Their computation of the ion production is made through the assumption of a value of 35 eV lost per creation of pair, close to what was computed in different gases and atmospheres in [33]. Using a more sophisticated transport code and computing not only the ion production but also all the excitation ones, we find the same amplitude of variability than what they get for the neutral atmosphere.

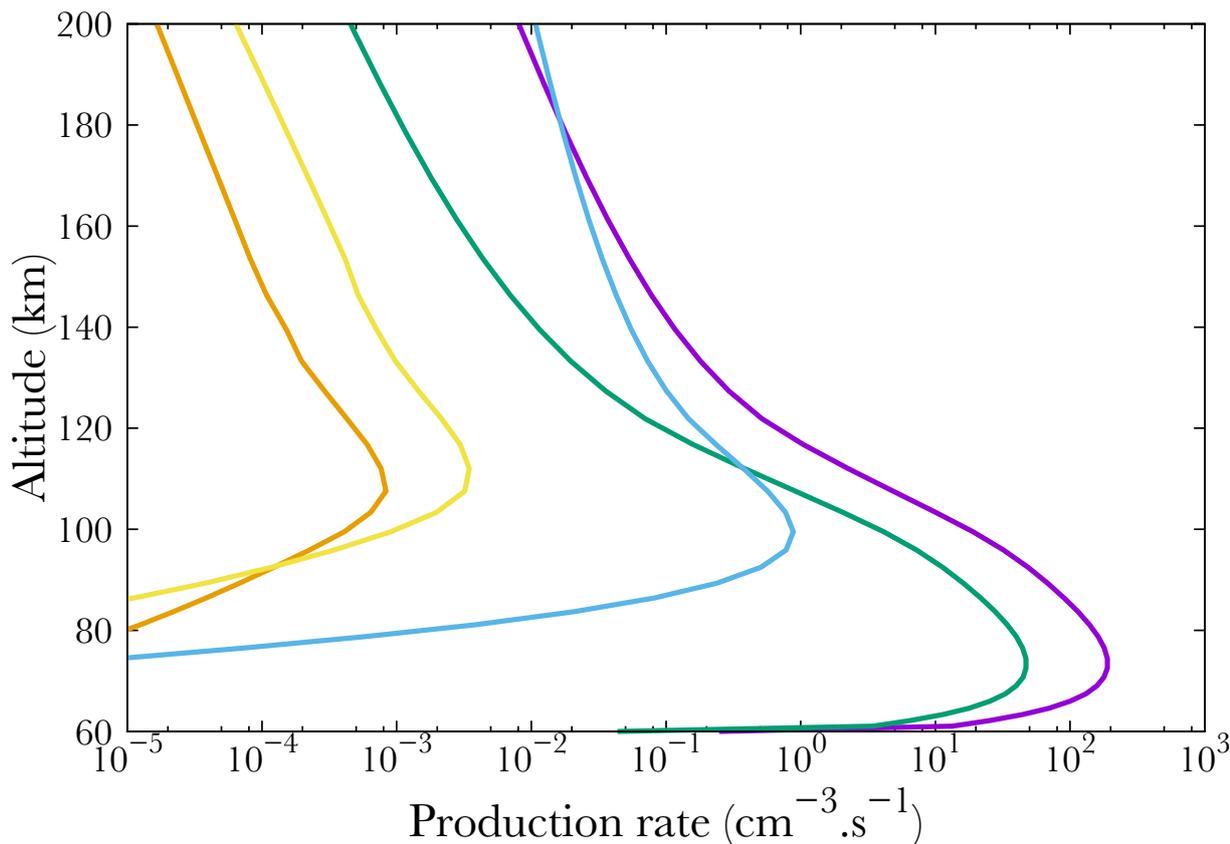


Fig. (9). Production of N_2^+ (purple), O_2^+ (green), O^+ (light blue), NO^+ (orange) and the production of the $A^2\Sigma^+$ state of NO (gold). Precipitating electrons carry a mean energy of 100 keV and a integrated energy of $1 \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

In order to help further work to improve their models, we provide in the Appendix the productions of all the 22 excited states and of NO^+ in the middle case above ($A_p = 9$, $f_{10.7} = 150$) at a latitude of 70° . From our study, this case is representative of any solar and geomagnetic activity level at high latitude. The electron flux mean energy is $E=500 \text{ eV}$ for a total flux $0.1 \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. We used a maxwellian distribution in energy and an isotropic distribution in pitch angles.

Although the suggested mechanisms to link the solar activity to the climate through excited NO production are typically nocturnal, it would be interesting in the future to proceed to the same computation in the daytime. NO excitation by photons is a resonant phenomena.

This means that there is only one cross-section at a single energy for each excited state. However, we could not find extensive data on this subject. The most complete photo absorption cross section set is found in [34]. It provides the oscillator strengths for a reduced set of states. A thorough effort should be performed to determine these cross sections.

ETHICS APPROVAL AND CONSENT TO PARTICIPATE

Not applicable.

HUMAN AND ANIMAL RIGHTS

No Animals/Humans were used for studies that are base of this research.

CONSENT FOR PUBLICATION

Not applicable.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare no conflict of interest, financial or otherwise.

ACKNOWLEDGEMENTS

Declared none.

APPENDIX

Table A1. - Productions of excited states of NO in the middle case ($A_p = 9$, $f_{10.7} = 150$) at a latitude of 70° .

Altitude (km)	$A^2\Sigma^+$	$E^2\Sigma^+$	$S^2\Sigma^+$	$C^2\Pi_r$	$K^2\Pi$
311.8	3.24136083E-4	4.44507859E-5	9.57884040E-5	5.67610201E-4	1.32800778E-4
296.4	6.12605887E-4	8.40435459E-5	1.80912335E-4	1.07267790E-3	2.51253194E-4
281.9	1.11186912E-3	1.52428402E-4	3.27660586E-4	1.94482552E-3	4.55857546E-4
268.4	1.94494531E-3	2.65546405E-4	5.69326105E-4	3.39099392E-3	7.93835905E-4
255.7	3.27894744E-3	4.44308011E-4	9.48742323E-4	5.68689173E-3	1.32655748E-3
243.9	5.32044750E-3	7.13591173E-4	1.51567301E-3	9.16634686E-3	2.12621037E-3
232.9	8.31865612E-3	1.10115390E-3	2.32281000E-3	1.42148891E-2	3.27144237E-3
222.6	1.25213405E-2	1.63184770E-3	3.41405394E-3	2.11963411E-2	4.83039021E-3
213.0	1.81594305E-2	2.32359464E-3	4.81486227E-3	3.04119084E-2	6.84783142E-3
204.0	2.53816694E-2	3.17941024E-3	6.51771482E-3	4.19956110E-2	9.32268053E-3
195.5	3.41938622E-2	4.18109167E-3	8.47187452E-3	5.58244810E-2	1.21910153E-2
187.7	4.44030575E-2	5.28541533E-3	1.05795106E-2	7.14492574E-2	1.53173655E-2
180.3	5.55794463E-2	6.42436976E-3	1.27002522E-2	8.80661309E-2	1.84983723E-2
173.4	6.70461133E-2	7.50977267E-3	1.46640185E-2	1.04539819E-1	2.14795973E-2
167.0	7.79009461E-2	8.44119862E-3	1.62884369E-2	1.19472869E-1	2.39812080E-2
161.0	8.70796144E-2	9.11564939E-3	1.73960421E-2	1.31317630E-1	2.57259700E-2
155.4	9.34326500E-2	9.43696778E-3	1.78277381E-2	1.38499111E-1	2.64634956E-2
150.1	9.59092826E-2	9.33474861E-3	1.74739230E-2	1.39689490E-1	2.60194205E-2
145.3	9.76296812E-2	9.14342515E-3	1.69753600E-2	1.39624968E-1	2.53427736E-2
140.7	9.77537856E-2	8.79598968E-3	1.62112340E-2	1.37159988E-1	2.42539961E-2
136.4	8.87375325E-2	7.66204204E-3	1.40329553E-2	1.22041911E-1	2.10312735E-2
132.4	7.47273713E-2	6.18946645E-3	1.12792198E-2	1.00655057E-1	1.69261545E-2
128.7	6.51035458E-2	5.17850928E-3	9.40296706E-3	8.58438686E-2	1.41230524E-2
125.2	5.07099777E-2	3.88378114E-3	7.03526381E-3	6.54534474E-2	1.05731934E-2
121.9	3.71462665E-2	2.74761487E-3	4.96851513E-3	4.69427779E-2	7.47104408E-3
118.8	2.38748211E-2	1.70817482E-3	3.08344606E-3	2.95351818E-2	4.63936105E-3
116.0	1.29206292E-2	8.92954879E-4	1.60847208E-3	1.56301707E-2	2.42183893E-3
113.3	5.89089748E-3	3.91888578E-4	7.04307109E-4	6.95394538E-3	1.06119958E-3
110.8	2.04529846E-3	1.30669272E-4	2.34364838E-4	2.35177577E-3	3.53326846E-4
108.5	5.81915316E-4	3.57156860E-5	6.39553546E-5	6.51469687E-4	9.64577557E-5
106.3	1.18983837E-4	7.02937132E-6	1.25714478E-5	1.29779335E-4	1.89648727E-5
104.3	1.80104926E-5	1.02628974E-6	1.83349221E-6	1.91581839E-5	2.76617243E-6
102.4	2.13485259E-6	1.17488909E-7	2.09687229E-7	2.21631740E-6	3.16336497E-7
100.6	1.74723240E-7	9.29231092E-9	1.65673555E-8	1.77101953E-7	2.49900634E-8

(Table A1) contd.....

Altitude (km)	A ² Σ ⁺	E ² Σ ⁺	S ² Σ ⁺	C ² Πr	K ² Π
98.9	1.09624807E-8	5.63581237E-10	1.00372100E-9	1.08516129E-8	1.51371027E-9
97.4	5.08252274E-10	2.52671599E-11	4.49481737E-11	4.91477192E-10	6.77723710E-11
95.9	1.84649882E-11	8.88177932E-13	1.57808131E-12	1.74501993E-11	2.37896465E-12
94.6	5.35313222E-13	2.49331382E-14	4.42441155E-14	4.94711856E-13	6.66880017E-14
93.3	1.25928414E-14	5.68455828E-16	1.00738624E-15	1.13885486E-14	1.51825499E-15
92.1	2.44329221E-16	1.06976737E-17	1.89308836E-17	2.16376128E-16	2.85303262E-17
91.0	3.96891019E-18	1.68639405E-19	2.97970593E-19	3.44371295E-18	4.49088969E-19
90.0	3.31947935E-20	8.71365406E-22	1.46491001E-21	2.19200536E-20	2.24140601E-21

Table A2. - Productions of excited states of NO in the middle case (Ap = 9, f_{10.7} = 150) at a latitude of 70°.

Altitude (km)	Q2Π	D2Σ+	M2Σ+	H ⁺ 2Π	H2Σ+
311.8	9.72447451E-5	3.63965635E-4	8.44511451E-5	8.20756832E-5	1.18636744E-4
296.4	1.83505996E-4	6.86594634E-4	1.59700561E-4	1.55115486E-4	2.24302203E-4
281.9	3.32128344E-4	1.24281668E-3	2.89630989E-4	2.81188899E-4	4.06713196E-4
268.4	5.76845661E-4	2.16395734E-3	5.04182186E-4	4.89351980E-4	7.07828032E-4
255.7	9.61133337E-4	3.62499361E-3	8.42243084E-4	8.17374559E-4	1.18210097E-3
243.9	1.53562182E-3	5.83791593E-3	1.34952937E-3	1.30969111E-3	1.89346226E-3
232.9	2.35428149E-3	9.04791895E-3	2.07577064E-3	2.01472081E-3	2.91126058E-3
222.6	3.46243894E-3	1.34871416E-2	3.06392973E-3	2.97430810E-3	4.29516705E-3
213.0	4.88706585E-3	1.93490162E-2	4.34201024E-3	4.21575643E-3	6.08365517E-3
204.0	6.62155123E-3	2.67219730E-2	5.90886408E-3	5.73790586E-3	8.27425718E-3
195.5	8.61479249E-3	3.55318524E-2	7.72352424E-3	7.50072766E-3	1.08089186E-2
187.7	1.07667726E-2	4.54970673E-2	9.69988946E-3	9.42026451E-3	1.35668823E-2
180.3	1.29332161E-2	5.61094806E-2	1.17092477E-2	1.13712214E-2	1.63684264E-2
173.4	1.49391415E-2	6.66479766E-2	1.35910111E-2	1.31974965E-2	1.89899057E-2
167.0	1.65974144E-2	7.62211457E-2	1.51687702E-2	1.47278449E-2	2.11860370E-2
161.0	1.77264586E-2	8.38374197E-2	1.62678901E-2	1.57926530E-2	2.27140151E-2
155.4	1.81640070E-2	8.84833038E-2	1.67304426E-2	1.62388310E-2	2.33542733E-2
150.1	1.77989025E-2	8.93002898E-2	1.64465252E-2	1.59601476E-2	2.29538344E-2
145.3	1.72845460E-2	8.93091410E-2	1.60161145E-2	1.55393397E-2	2.23501530E-2
140.7	1.64982863E-2	8.77743587E-2	1.53256487E-2	1.48664117E-2	2.13845577E-2
136.4	1.42723583E-2	7.81292245E-2	1.32873142E-2	1.28865112E-2	1.85391735E-2
132.4	1.14624249E-2	6.44545257E-2	1.06921922E-2	1.03674876E-2	1.49178989E-2
128.7	9.54634976E-3	5.49770705E-2	8.92023649E-3	8.64747167E-3	1.24456640E-2
125.2	7.13453814E-3	4.19179685E-2	6.67718146E-3	6.47160038E-3	9.31638386E-3
121.9	5.03256870E-3	3.00597921E-2	4.71744128E-3	4.57121525E-3	6.58227503E-3
118.8	3.11939744E-3	1.89098008E-2	2.92900740E-3	2.83763208E-3	4.08698618E-3
116.0	1.62530341E-3	1.00057963E-2	1.52877660E-3	1.48079079E-3	2.13322532E-3
113.3	7.10886321E-4	4.45132004E-3	6.69786998E-4	6.48641319E-4	9.34626441E-4
110.8	2.36312946E-4	1.50537537E-3	2.22978895E-4	2.15902139E-4	3.11153941E-4
108.5	6.44293395E-5	4.17014380E-4	6.08671762E-5	5.89266056E-5	8.49390781E-5
106.3	1.26556433E-5	8.30804420E-5	1.19665747E-5	1.15837784E-5	1.66997033E-5
104.3	1.84493354E-6	1.22669053E-5	1.74539423E-6	1.68947190E-6	2.43584464E-6
102.4	2.10961943E-7	1.41959231E-6	1.99609502E-7	1.93215854E-7	2.78583030E-7
100.6	1.66700662E-8	1.13492526E-7	1.57702011E-8	1.52660071E-8	2.20103900E-8
98.9	1.01029984E-9	6.95813451E-9	9.55355572E-10	9.24905375E-10	1.33342892E-9
97.4	4.52666168E-11	3.15342585E-10	4.27794536E-11	4.14210714E-11	5.97105976E-11
95.9	1.59030374E-12	1.12039275E-11	1.50187794E-12	1.45438674E-12	2.09632181E-12
94.6	4.46202184E-14	3.17843923E-13	4.21075291E-14	4.07817158E-14	5.87740441E-14
93.3	1.01678057E-15	7.32176889E-15	9.58781580E-16	9.28720487E-16	1.33826971E-15
92.1	1.91241213E-17	1.39198430E-16	1.80194563E-17	1.74567634E-17	2.51511528E-17
91.0	3.01287691E-19	2.21676277E-18	2.83676059E-19	2.74851800E-19	3.95936747E-19
90.0	1.48366849E-21	1.41734151E-20	1.41504642E-21	1.37176606E-21	1.97295703E-21

Table A3. -Productions of excited states of NO in the middle case ($A_p = 9, f_{10.7} = 150$) at a latitude of 70° .

Altitude (km)	$F^2\Delta$	$N^2\Delta$	$O^+^2\Pi, O^2\Sigma^+$	$W^2\Pi$	$T^2\Sigma^+$
311.8	9.61780679E-5	1.24693048E-4	9.97359530E-5	1.73277382E-4	2.86338654E-5
296.4	1.81856507E-4	2.26016185E-4	1.88071717E-4	3.26979032E-4	5.41332556E-5
281.9	3.29782371E-4	3.93747265E-4	3.40156490E-4	5.91826567E-4	9.81351477E-5
268.4	5.74201578E-4	6.60012069E-4	5.90387615E-4	1.02780957E-3	1.70645755E-4
255.7	9.59833676E-4	1.06498040E-3	9.83054284E-4	1.71197637E-3	2.84514739E-4
243.9	1.53961312E-3	1.65442668E-3	1.56969158E-3	2.73360894E-3	4.54624387E-4
232.9	2.37193774E-3	2.47564982E-3	2.40513496E-3	4.18685051E-3	6.96649309E-4
222.6	3.50850564E-3	3.56803578E-3	3.53541900E-3	6.14905776E-3	1.02345517E-3
213.0	4.98545496E-3	4.95396787E-3	4.98786336E-3	8.66304152E-3	1.44215394E-3
204.0	6.80687698E-3	6.62647840E-3	6.75571756E-3	1.17104510E-2	1.94971450E-3
195.5	8.93193111E-3	8.53966270E-3	8.78709648E-3	1.51938926E-2	2.53000041E-3
187.7	1.12672877E-2	1.06040947E-2	1.09805008E-2	1.89314801E-2	3.15287383E-3
180.3	1.36681069E-2	1.26891397E-2	1.31894015E-2	2.26678234E-2	3.77591210E-3
173.4	1.59483682E-2	1.46319550E-2	1.52358888E-2	2.60996409E-2	4.34856163E-3
167.0	1.78978927E-2	1.62502788E-2	1.69293024E-2	2.89086532E-2	4.81758267E-3
161.0	1.93022192E-2	1.73579808E-2	1.80841926E-2	3.07909306E-2	5.13215549E-3
155.4	1.99610498E-2	1.77843366E-2	1.85342059E-2	3.14779952E-2	5.24756592E-3
150.1	1.97271425E-2	1.74133461E-2	1.81649104E-2	3.07886656E-2	5.13376016E-3
145.3	1.93075519E-2	1.68855879E-2	1.76424272E-2	2.98583005E-2	4.98019112E-3
140.7	1.85602792E-2	1.60863660E-2	1.68413818E-2	2.84737255E-2	4.75142943E-3
136.4	1.61563773E-2	1.38863120E-2	1.45696141E-2	2.46191379E-2	4.11087694E-3
132.4	1.30429156E-2	1.11292936E-2	1.17008276E-2	1.97691675E-2	3.30392341E-3
128.7	1.09062959E-2	9.25220642E-3	9.74409748E-3	1.64675526E-2	2.75520002E-3
125.2	8.17526598E-3	6.90458389E-3	7.28140818E-3	1.23123843E-2	2.06268695E-3
121.9	5.78074437E-3	4.86370875E-3	5.13536576E-3	8.68957955E-3	1.45783066E-3
118.9	3.59192793E-3	3.00994469E-3	3.18256579E-3	5.38910599E-3	9.05430818E-4
116.0	1.87662919E-3	1.56508212E-3	1.65792543E-3	2.80933944E-3	4.72665211E-4
113.3	8.23137525E-4	6.82828308E-4	7.25029677E-4	1.22937886E-3	2.07111836E-4
110.8	2.74329766E-4	2.26364107E-4	2.40975583E-4	4.08869935E-4	6.89633962E-5
108.5	7.49529354E-5	6.15678364E-5	6.56915217E-5	1.11526453E-4	1.88300019E-5
106.3	1.47474930E-5	1.20785435E-5	1.29024666E-5	2.19143931E-5	3.70276553E-6
104.3	2.15272757E-6	1.76196431E-6	1.88091894E-6	3.19516107E-6	5.40068925E-7
102.4	2.46421024E-7	2.02012416E-7	2.15099533E-7	3.65318556E-7	6.17446645E-8
100.6	1.94898302E-8	1.60282916E-8	1.70004810E-8	2.88569737E-8	4.87496354E-9
98.9	1.18216292E-9	9.75942549E-10	1.03060427E-9	1.74789994E-9	2.95045877E-10
97.4	5.30078724E-11	4.39248672E-11	4.61908359E-11	7.82580181E-11	1.31963763E-11
95.9	1.86366135E-12	1.54916629E-12	1.62331075E-12	2.74705150E-12	4.62678236E-13
94.6	5.23287942E-14	4.35959218E-14	4.55615668E-14	7.70051069E-14	1.29531870E-14
93.3	1.19334851E-15	9.95383992E-16	1.03857230E-15	1.75303940E-15	2.94487971E-16
92.1	2.24632575E-17	1.87378759E-17	1.95401038E-17	3.29383717E-17	5.52564301E-18
91.0	3.54207837E-19	2.95130701E-19	3.07931787E-19	5.18372583E-19	8.68402771E-20
90.0	1.81834312E-21	1.51500169E-21	1.51681286E-21	2.53928292E-21	4.24937534E-22

Table A4. -Productions of excited states of NO in the middle case ($A_p = 9, f_{10.7} = 150$) at a latitude of 70° .

Altitude (km)	$Z^2\Sigma^+$	$a^4\Pi$	$b^4\Sigma^-$	$B^2\Pi$	$L^2\Phi$
311.8	4.28197600E-5	2.27855926E-4	1.12964888E-3	3.46435583E-4	7.76943110E-4
296.4	7.75392691E-5	4.32586618E-4	2.13899463E-3	6.51242328E-4	1.44519156E-3
281.9	1.34954680E-4	7.88232137E-4	3.89077002E-3	1.17605645E-3	2.58267135E-3
268.4	2.25992088E-4	1.38418120E-3	6.82849763E-3	2.04707030E-3	4.44732560E-3
255.7	3.64270381E-4	2.34341132E-3	1.15624303E-2	3.43463616E-3	7.38287205E-3
243.9	5.65248192E-4	3.81981488E-3	1.88567713E-2	5.54817496E-3	1.18072424E-2

(Table A4) contd.....

Altitude (km)	Z ² Σ ⁺	a ⁴ Π	b ⁴ Σ ⁻	B ² Π	L ² Φ
232.9	8.44780938E-4	6.00410858E-3	2.96564307E-2	8.63792002E-3	1.82097591E-2
222.6	1.21590006E-3	9.09130275E-3	4.49241921E-2	1.29504660E-2	2.70627346E-2
213.0	1.68568571E-3	1.32753663E-2	6.56012520E-2	1.87114961E-2	3.87762152E-2
204.0	2.25112867E-3	1.87010691E-2	9.23584923E-2	2.60603298E-2	5.35663217E-2
195.5	2.89601320E-3	2.54180748E-2	1.25359043E-1	3.49895880E-2	7.13362098E-2
187.7	3.58955795E-3	3.33341099E-2	1.64025664E-1	4.52910960E-2	9.15761217E-2
180.3	4.28740541E-3	4.21770737E-2	2.06864476E-1	5.65205850E-2	1.13309607E-1
173.4	4.93478030E-3	5.14736027E-2	2.51384497E-1	6.79902732E-2	1.35098279E-1
167.0	5.47094783E-3	6.05507791E-2	2.94149697E-1	7.87914395E-2	1.55109286E-1
161.0	5.83447702E-3	6.85739219E-2	3.31015646E-1	8.78571719E-2	1.71256334E-1
155.4	5.96962729E-3	7.45952055E-2	3.57438534E-1	9.40398797E-2	1.81385368E-1
150.1	5.83913829E-3	7.76939243E-2	3.69182736E-1	9.63004082E-2	1.83660626E-1
145.3	5.65882120E-3	8.03197324E-2	3.78089726E-1	9.77886021E-2	1.84253260E-1
140.7	5.39051648E-3	8.17589164E-2	3.80853415E-1	9.76698846E-2	1.81644812E-1
136.4	4.65556653E-3	7.55292848E-2	3.47785950E-1	8.84393230E-2	1.62181124E-1
132.4	3.73547757E-3	6.47803545E-2	2.94570088E-1	7.42921680E-2	1.34198338E-1
128.7	3.11096432E-3	5.74977137E-2	2.58032084E-1	6.45712465E-2	1.14791527E-1
125.2	2.32695346E-3	4.56064418E-2	2.01986164E-1	5.01848459E-2	8.77482668E-2
121.9	1.64344360E-3	3.39824781E-2	1.48629770E-1	3.66871879E-2	6.30648211E-2
118.8	1.01983780E-3	2.21916214E-2	9.59344655E-2	2.35345513E-2	3.97505984E-2
116.0	5.31712605E-4	1.22023262E-2	5.21385707E-2	1.27122784E-2	2.10736487E-2
113.3	2.32575752E-4	5.66707877E-3	2.38759294E-2	5.78477606E-3	9.39337164E-3
110.8	7.72849235E-5	2.01260275E-3	8.32594745E-3	2.00471212E-3	3.18268104E-3
108.5	2.10638482E-5	5.87925955E-4	2.37857620E-3	5.69405907E-4	8.83176050E-4
106.3	4.13846738E-6	1.23775098E-4	4.88139223E-4	1.16261486E-4	1.76236150E-4
104.3	6.04038974E-7	1.93365067E-5	7.41302210E-5	1.75790665E-5	2.60630713E-5
102.4	6.92175561E-8	2.37129575E-6	8.81251708E-6	2.08202914E-6	3.02110743E-6
100.6	5.48354695E-9	2.01320418E-7	7.23157655E-7	1.70299401E-7	2.41925505E-7
98.9	3.33124806E-10	1.31381670E-8	4.54839046E-8	1.06800595E-8	1.48555008E-8
97.4	1.49516285E-11	6.35080766E-10	2.11362594E-9	4.94969843E-10	6.74209855E-10
95.9	5.25708329E-13	2.40979858E-11	7.69550257E-11	1.79761466E-11	2.39839884E-11
94.6	1.47466607E-14	7.30317282E-13	2.23551060E-12	5.20964131E-13	6.81107514E-13
93.3	3.35587969E-16	1.79599665E-14	5.26890746E-14	1.22511161E-14	1.57030049E-14
92.1	6.29638633E-18	3.64026703E-16	1.02412975E-15	2.37614765E-16	2.98735656E-16
91.0	9.88416144E-20	6.17036619E-18	1.66647975E-17	3.85838810E-18	4.75981024E-18
90.0	5.08027938E-22	7.63577984E-20	1.42946012E-19	3.19797912E-20	3.12542246E-20

Table A5. - Productions of excited states of NO in the middle case (Ap = 9, f_{10.7} = 150) at a latitude of 70°.

Altitude (km)	B ² Δ	L ² Π	NO ⁺
311.8	6.67512359E-4	1.36652926E-3	5.22510149E-2
296.4	1.26430148E-3	2.52947374E-3	9.11568254E-2
281.9	2.29624636E-3	4.49672528E-3	1.53000951E-1
268.4	4.00202721E-3	7.68505782E-3	2.47368962E-1
255.7	6.69141626E-3	1.26281986E-2	3.85618418E-1
243.9	1.07278312E-2	1.99473891E-2	5.80007553E-1
232.9	1.65045727E-2	3.03071626E-2	8.42178285E-1
222.6	2.43579261E-2	4.42822799E-2	1.18093812E0
213.0	3.45012024E-2	6.22446314E-2	1.59965885E0
204.0	4.69131768E-2	8.41856897E-2	2.09359336E0
195.5	6.12573549E-2	1.09575912E-1	2.64771080E0
187.7	7.68450201E-2	1.37288138E-1	3.23576665E0
180.3	9.26580802E-2	1.65617332E-1	3.82094598E0
173.4	1.07432716E-1	1.92399427E-1	4.35803461E0

(Table A5) contd....

Altitude (km)	B ² Δ	L ² Π	NO ⁺
167.0	1.19783729E-1	2.15188190E-1	4.79630518E0
161.0	1.28343686E-1	2.31448010E-1	5.08323574E0
155.4	1.31886348E-1	2.38765985E-1	5.17037582E0
150.1	1.29568756E-1	2.35358790E-1	5.02600622E0
145.3	1.26134411E-1	2.29659081E-1	4.86681318E0
140.7	1.20694168E-1	2.19982043E-1	4.62754059E0
136.4	1.04679413E-1	1.90690428E-1	3.98436427E0
132.4	8.43017176E-2	1.53209701E-1	3.18331861E0
128.7	7.04176947E-2	1.27438113E-1	2.63684511E0
125.2	5.27947769E-2	9.49878693E-2	1.95970976E0
121.9	3.73667143E-2	6.67649955E-2	1.37392139E0
118.8	2.32433174E-2	4.12247516E-2	8.45590830E0
116.0	1.21531393E-2	2.13992242E-2	4.36923653E0
113.3	5.33325225E-3	9.32635833E-3	1.89306632E0
110.8	1.77814066E-3	3.08959791E-3	6.2310729E-2
108.5	4.86012257E-4	8.39807501E-4	1.68419052E-2
106.3	9.56446893E-5	1.64650584E-4	3.29220272E-3
104.3	1.39577387E-5	2.40058798E-5	4.80613060E-4
102.4	1.59624074E-6	2.75202774E-6	5.54053440E-5
100.6	1.26044313E-7	2.18491053E-7	4.43558338E-6
98.9	7.62841434E-9	1.33241178E-8	2.72954964E-7
97.4	3.41153245E-10	6.01179106E-10	1.24167725E-8
95.9	1.19589928E-11	2.12746001E-11	4.42212184E-10
94.6	3.34730643E-13	6.01226751E-13	1.25488543E-11
93.3	7.60818800E-15	1.37956502E-14	2.88447434E-13
92.1	1.42722365E-16	2.61179301E-16	5.45769247E-15
91.0	2.24251042E-18	4.13992151E-18	8.62606045E-17
90.0	1.11451658E-20	2.12417736E-20	4.54282836E-19

REFERENCES

- [1] Herzberg G. Climate Change 2014: Synthesis report contribution of working groups I, II and III to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change. Geneva: IPCC 2014.
- [2] Liliensten J, Dudok De Wit T, Matthes K. response to a changing Sun [SI]: EDPS Ed, 2015. 2015.
- [3] Rozanov EV, Egorova TA, Shapiro AI, Schmutz WK. Modeling of the atmospheric response to a strong decrease of the solar activity. Proceedings of the IAU 2011; 7(S286):215-24.
- [4] Seppälä A, Funke B, Verronen P. Impact of energetic particle precipitation on atmospheric chemistry and climate. In: 2015; pp. LILENSTEN, T D D W K M Earth's climate response to a changing sun. 2015; pp. 267-72. [S.I.]: EDPS Ed.
- [5] Johnston H. Reduction of stratospheric ozone by nitrogen oxide catalysts from supersonic transport exhaust. Science 1971; 173(3996): 517-22.
[http://dx.doi.org/10.1126/science.173.3996.517] [PMID: 17738433]
- [6] Rozanov EV, Calisto M, Egorova TA, Peter T, Schmutz WK. Influence of the precipitating energetic particles on atmospheric chemistry and climate. Surv Geophys 2012; 33: 483-501.
[http://dx.doi.org/10.1007/s10712-012-9192-0]
- [7] Siskind D, Barth C, Russel J. A climatology of nitric oxide in the meso- sphere and thermosphere. Adv Space Res 1998; 1353-62.
[http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177(97)00743-6]
- [8] Bermejo-Pantaleón D, Funke B, López-Puertas M, et al. Global observations of thermospheric temperature and nitric oxide from MIPAS spectra at 5.3 μm. J Geophys Res Space Physics 2011; 116.
[http://dx.doi.org/10.1029/2011JA016752]
- [9] Barth C, Mankoff KD, Bailey SM, Solomon SC. Global observations of nitric oxide in the thermosphere. J Geophys Res 2003; 108.
- [10] Smith AK, Garcia PR, Marsh DR, Richter JH. WACCM simulations of the mean circulation and trace species transport in the winter mesosphere. J Geophys Res (Atmospheres) 2011; 116.
[http://dx.doi.org/10.1029/2011JD016083]
- [11] Seppälä A, Matthes K, Randall CE, Mironova IA. What is the solar influence on climate? Overview of activities during CAWSES-II. Prog. Earth Planet Sci 2014; 1:24.

- [12] Swartz W, Nisbet J. Revised calculations of F region ambient electron heating by photoelectrons. *J Geophys Res* 1972; 77
- [13] Brunger M, Campbell L, Cartwright DC, Middleton AG, Mojarrabi B, Teubner PGO. Electron-impact excitation of Rydberg and valence electronic states of nitric oxide: II. Integral cross sections. *J Phys B* 2000; 33: 809-19. [<http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/33/4/315>]
- [14] Lilensten J, Cander L. Calibration of the TEC derived from GPS measurements and from ionospheric models using the EISCAT radar. *J Atmos Sol Terr Phys* 2003; 65: 833-42. [[http://dx.doi.org/10.1016/S1364-6826\(03\)00087-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1364-6826(03)00087-7)]
- [15] Lummerzheim D, Lilensten J. Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Ann Geophys* 1994; 1039-51. [<http://dx.doi.org/10.1007/s00585-994-1039-7>]
- [16] Lummerzheim D, Rees M, Anderson H. Angular dependent transport of auroral electrons in the upper atmosphere. *Planet Space Sci* 1989; 109-29. [[http://dx.doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90074-3](http://dx.doi.org/10.1016/0032-0633(89)90074-3)]
- [17] Bilitza D, Brown SA, Wang MY, Souza JR, Roddy PA. Measurements and IRI model predictions during the recent solar minimum. *J Atmos Sol Terr Phys* 2012; 86: 99-106. [<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.06.010>]
- [18] Picone J, Brown SA, Wang MY, Souza JR, Roddy PA. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J Geophys Res Space Physics* 2002; 107.
- [19] Witasse O, Lilensten J, Lathuillère C, Bletly PL. Modeling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements. *J Geophys Res* 1999; 104: 24639-56. [<http://dx.doi.org/10.1029/1999JA900260>]
- [20] Culot F, Lathuillère C, Lilensten J, Witasse O. The OI 630.0 and 557.7nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR. *Ann Geophys* 2004; 22: 1947-60. [<http://dx.doi.org/10.5194/angeo-22-1947-2004>]
- [21] Fang X, Randall CE, Lummerzheim D, *et al.* Electron impact ionization: A new parameterization for 100 eV to 1 MeV electrons. *J Geophys Res* 2008; 113.
- [22] Hultqvist B. Earth's magnetosphere [SI]. Kluwer Academic Publisher 2002.
- [23] Cartwright D, Brunger MJ, Campbell L, Mojarrabi B, Teubner PJO. Nitric oxide excited under auroral conditions: Excited state densities and band emissions. *J Geophys Res* 2000. ; 105:20857-67. [<http://dx.doi.org/10.1029/1999JA000333>]
- [24] Cleary D. Daytime high-latitude rocket observations of the NO gamma, delta, and epsilon bands. *J Geophys Res* 1986; 11337-44. [<http://dx.doi.org/10.1029/JA091iA10p11337>]
- [25] Hardy D, Gussenhoven M, Holeman E. A statistical model of auroral electron precipitation. *J Geophys Res* 1985; 90: 4229-48. [<http://dx.doi.org/10.1029/JA090iA05p04229>]
- [26] Clilverd M, Rodger CJ, Brundell J, *et al.* Energetic electron precipitation during substorm injection events: High-latitude fluxes and an unexpected midlatitude signature. *J Geophys Res* 2008. Space Physics. 113. [<http://dx.doi.org/10.1029/2008JA013220>]
- [27] Bekerat H, Schunk R, Scherliess L. Estimation of the high-latitude topside electron heat flux using DMSP plasma density measurements. *J Atmos Sol Terr Phys* 2007; 69: 1029-48. [<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2007.03.015>]
- [28] Turunen E, Verronen PT, Seppälä A, *et al.* Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms. *J Atmos Sol Terr Phys* 2009; 71: 1176-89. [<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2008.07.005>]
- [29] Newnham D, Espy PJ, Clilverd MA, *et al.* Direct observations of nitric oxide produced by energetic electron precipitation into the Antarctic middle atmosphere. *Geophys Res Lett* 2011; 38. [<http://dx.doi.org/10.1029/2011GL048666>]
- [30] Kracher D, Reick CH, Manzini E, Schultz MG, Stein O. Climate change reduces warming potential of nitrous oxide by an enhanced Brewer-Dobson circulation. *Geophys Res Lett* 2016; 43: 5851-9. [<http://dx.doi.org/10.1002/2016GL068390>]
- [31] Barth C, Tobiska WK, Siskind DE, Cleary DD. Solar-terrestrial coupling - Low-latitude thermospheric nitric oxide. *Geophys Res Lett* 1988; 15: 92-4. [<http://dx.doi.org/10.1029/GL015i001p00092>]
- [32] Randall C, Harvey VL, Manney GL, *et al.* Stratospheric effects of energetic particle precipitation in 2003-2004. *Geophys Res Lett* 2005. ; 32. [<http://dx.doi.org/10.1029/2004GL022003>]
- [33] Simon Wedlund C, Gronoff G, Lilensten J, Ménager H, Barthélemy M. Comprehensive calculation of the energy per ion pair or W values for five major planetary upper atmospheres. *Ann Geophys* 2011; 29: 187-95.

[<http://dx.doi.org/10.5194/angeo-29-187-2011>]

[34] Bethke G. Oscillator Strengths in the Far Ultraviolet. I. Nitric Oxide. *J Chem Phys* 1989; 31: 662-8.
[<http://dx.doi.org/10.1063/1.1730443>]

[35] Liliensten J, Blelly P. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *J Atmos Sol Terr Phys* 2002; 64: 775-93.
[[http://dx.doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00079-2](http://dx.doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00079-2)]

© 2017 Vialatte *et al.*

This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 International Public License (CC-BY 4.0), a copy of which is available at: <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>. This license permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited.

ANNEXE 2 - CALCULS DÉTAILLÉS DES ÉMISSIONS DE NO

Cette Annexe regroupe les calculs des taux d'émission volumiques utilisés dans le code TRANS pour chaque transition de NO mentionnée dans le Chapitre 3. Ces calculs ont été adaptés d'une formule théorique présentée dans le Chapitre 2, que je rappelle ci-dessous.

$$\eta_{tr} = A_{tr} \cdot \frac{P_{st}}{L_{x,st} + A_{tot}} \quad (6.9)$$

On a :

- η_{tr} le taux d'émission volumique ($\text{photons.cm}^3.\text{s}^{-1}$)
- A_{tr} le coefficient d'Einstein de la transition (s^{-1})
- P_{st} la production de l'état haut associé à la transition ($\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$)
- L_x^{st} la désexcitation collisionnelle, s'exprimant $Lx = k_x n_x$, avec n_x la concentration (cm^3) k_x le coefficient de réaction ($\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$). x peut être O, O₂, N₂.

γ - A²Σ⁺ - X²Π

$$\eta_\gamma = A_\gamma \cdot \frac{P_{A^2\Sigma^+} + \eta_{Feast} + \eta_{Heath}}{A_\gamma} \quad (6.10)$$

M - a⁴Π - X²Π

$$\eta_M = A_M \cdot \frac{P_{a^4\Pi} + \eta_{Ogawa}}{L_O^{a^4\Pi} + L_{N_2}^{a^4\Pi} + L_{O_2}^{a^4\Pi} + A_M} \quad (6.11)$$

β - B²Π - X²Π

$$\eta_\beta(z) = P_{B^2\Pi} \quad (6.12)$$

Ogawa - $b^4\Sigma^- - a^4\Pi$

$$\eta_{\text{Ogawa}}(z) = A_{\text{Ogawa}} \cdot \frac{0,91P_{b^4\Sigma^-}}{A_{\text{Ogawa}} + A_{b^4\Sigma^- - X^2\Pi}} \quad (6.13)$$

δ - $C^2\Pi - X^2\Pi$

$$\eta_{\delta}(z) = A_{\delta} \cdot \frac{0,87P_{C^2\Pi}}{A_{\delta} + A_{\text{Heath}}} \quad (6.14)$$

Heath - $C^2\Pi - A^2\Sigma^+$

$$\eta_{\text{Heath}}(z) = A_{\text{Heath}} \cdot \frac{0,13P_{C^2\Pi}}{A_{\delta} + A_{\text{Heath}}} \quad (6.15)$$

ε - $D^2\Sigma^+ - X^2\Pi$

$$\eta_{\varepsilon}(z) = A_{\varepsilon} \cdot \frac{0,97P_{D^2\Sigma^+}}{A_{\varepsilon} + A_{\text{Feast}}} \quad (6.16)$$

Feast - $D^2\Sigma^+ - A^2\Sigma^+$

$$\eta_{\text{Feast}}(z) = A_{\text{Feast}} \cdot \frac{0,03P_{D^2\Sigma^+}}{A_{\varepsilon} + A_{\text{Feast}}} \quad (6.17)$$

$L'^2\phi - X^2\Pi$

$$\eta_{L'^2\phi - X^2\Pi} = A_{L'^2\phi - X^2\Pi} \cdot \frac{P_{L'^2\phi}}{L_{O}^{L'^2\phi} + L_{N_2}^{L'^2\phi} + L_{O_2}^{L'^2\phi} + A_{L'^2\phi - X^2\Pi}} \quad (6.18)$$

$L^2\Pi - X^2\Pi$

$$\eta_{L^2\phi - X^2\Pi}(z) = P_{L^2\Pi} \quad (6.19)$$

$\beta' - B'^2\Delta - \chi^2\Pi$

$$\eta_{\beta'}(z) = P_{B'^2\Delta} \quad (6.20)$$

$b^4\Sigma^- - \chi^2\Pi$

$$\eta_{b^4\Sigma^- - \chi^2\Pi}(z) = A_{b^4\Sigma^- - \chi^2\Pi} \cdot \frac{0,09P_{b^4\Sigma^-}}{A_{Ogawa} + A_{b^4\Sigma^- - \chi^2\Pi}} \quad (6.21)$$

ANNEXE 3 - CALCUL DES ÉMISSIONS DE N₂ ET N₂⁺

Cette Annexe regroupe les calculs des taux d'émission volumiques utilisés dans le code TRANS pour chaque transition de N₂ et N₂⁺ mentionnée dans le Chapitre 4. Ces calculs ont été adaptés d'une formule théorique présentée dans le Chapitre 2, que je rappelle ci-dessous.

$$\eta_{tr} = A_{tr} \cdot \frac{P_{st}}{L_{x,st} + A_{tot}} \quad (6.22)$$

On a :

- η_{tr} le taux d'émission volumique (photons.cm³.s⁻¹)
- A_{tr} le coefficient d'Einstein de la transition (s⁻¹)
- P_{st} la production de l'état haut associé à la transition (cm³.s⁻¹)
- L_x^{st} la désexcitation collisionnelle, s'exprimant $L_x = k_x n_x$, avec n_x la concentration (cm³) k_x le coefficient de réaction (cm³.s⁻¹). x peut être O, O₂, N₂.

N₂

2^{ème} Positive - C³Π_u - B³Π_g

$$\eta_{C^3\Pi_u} = P_{C^3\Pi_u}$$

1^{ère} Positive - B³Π_g - A³Σ_u⁺

$$\eta_{B^3\Pi_g} = A_{B^3\Pi_g} \cdot \frac{P_{B^3\Pi_g} + \eta_{C^3\Pi_u}}{A_{B^3\Pi_g}}$$

Vegard-Kaplan - A³Σ_u⁺ - X¹Σ_g⁺

$$\eta_{A^3\Sigma_u^+} = A_{A^3\Sigma_u^+} \cdot \frac{P_{A^3\Sigma_u^+} + \eta_{B^3\Pi_g}}{L_x^{A^3\Sigma_u^+} + A_{A^3\Sigma_u^+}}$$

N_2^+ $1^{\text{ère}}$ Négative (0-0) 391 nm - $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$

$$\eta_{00} = 0,65P_{B^2\Sigma_u^+}$$

 $1^{\text{ère}}$ Négative (0-1) 427,8 nm, - $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$

$$\eta_{01} = 0,35P_{B^2\Sigma_u^+}$$

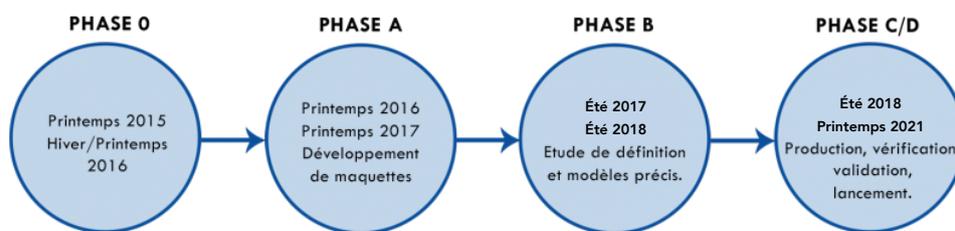
On considère les autres bandes de la 1NG de N_2^+ comme étant négligeables.

ANNEXE 4 - SPÉCIFICATIONS DE LA MISSION ATISE

Cette Annexe contient le document regroupant les spécifications de la mission ATISE, tel qu'il a été rédigé en vue de la revue de phase A de la mission, fin juin 2017. Il explique de manière exhaustive tous les besoins scientifiques en fonction des objectifs de la mission. Il est utilisé afin de trouver les solutions techniques pouvant y répondre.

Ce document a été rédigé par Mathieu Barthélémy, Anne Vialatte, Mélanie Prugniaux et Etienne Le Coarer.

CALENDRIER PRÉVISIONNEL D'ATISE



Les phases correspondent à des étapes précises du projet :

- Phase A (étude de concept) : Évaluation de la faisabilité de la mission envisagée et de la disponibilité des technologies nécessaires
- Phase B (avant projet) : Phase de conception de haut niveau, où l'on confirme la faisabilité d'un projet par des dimensionnements préliminaires
- Phase C (conception) : L'engin est conçu de façon détaillée.
- Phase D (construction) : Le véhicule est progressivement construit, en construisant souvent des modèles de tests des sous-systèmes. Chaque sous-système est testé avant l'assemblage global. Cette étape est nommée intégration.



Ref. : CSUG_1_ATISE_0_SM_000040

Issue : 4 (en attente
d'approbation)

Date : 19-05-2017

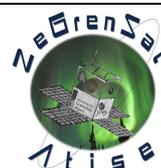
Page : 1



MISSION SPECIFICATIONS OF ATISE

	Date	Signature
Prepared by : Mathieu BARTHELEMY : PI of the mission Anne Viallatte : Co-PI of the mission	19-05-2017	
Approved by: Mélanie Prugniaux : Project manager of the payload Etienne Le Coarer : Instrument scientist	19-05-2017	





Change History

Issue	Date	Modifications	Person	Section page
1	23/03/2016	Documentation creation	M. Barthelemy	all
	12/03/2016	Translation from French to English	E. Kerstel	
	09/06/2016	Update for RDM	M.Prugniaux	
	17/03/2017	<ul style="list-style-type: none"> - 4.1.2.2. AREA OF OBSERVATION - Suppression of non-mission requirements - 4.1.2.3. MEASUREMENT REQUIREMENTS - 6. Mission products 	M.Barthelemy M.Prugniaux	
	18/05/2017	<ul style="list-style-type: none"> - Template - Remove the paragraph about maximal orbit, and hypothesis calculations for the LOS - Add the REQ_ATISE_121_FUN_16.01 to the paragraph + explanation - Add requirement camera - Delete Part 4.1.2.5. SCENARIOS OF THE PAYLOAD FUNCTION - Delete part 5.5 RF band choice and data volume 	M. Prugniaux	<ul style="list-style-type: none"> - All - 3.1.2.2 Area of observation - 3.1.2.3 Measurement requirements

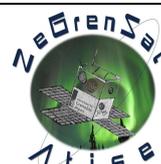


TABLE DES MATIERES

Table of requirements	4
1. Objectives and area of application.....	6
2. References and glossary	6
2.1. Applicable Documents	6
2.2. Reference Documents.....	6
2.3. Glossary.....	7
3. Scientific objectives of the mission	8
3.1. Observation of higher atmosphere spectra	8
3.1.1. Objective description	8
3.1.2. Requirments.....	11
4. Technological desmonstration objectives	18
4.1. Technological objective.....	18
4.2. CMOS detector.....	19
4.2.1. Objective description	19
4.2.2. Requirements.....	19
4.3. Fizeau plate bounding on the detector.....	19
4.4. On board data processing	19
5. Mission product	20

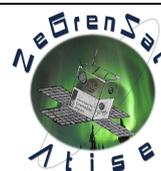
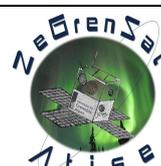


TABLE OF REQUIREMENTS

REQ_ATISE_1_MIS_03.01	11
Life duration.....	11
REQ_ATISE_1_MIS_02.01	12
Altitude	12
REQ_ATISE_1_MIS_05.01	12
Nominal altitude	12
REQ_ATISE_1_MIS_06.01	12
Trajectory.....	12
REQ_ATISE_1_MIS_06.02	12
Altitude at launch.....	12
REQ_ATISE_1_MIS_06.03	12
Inclination	12
REQ_ATISE_1_MIS_06.04	12
Local hour derivation minimum.....	12
REQ_ATISE_121_FUN_01.03	13
Field	13
REQ_ATISE_121_FUN_01.04	14
Spectral resolution.....	14
REQ_ATISE_121_FUN_01.01	15
Detection threshold	15
REQ_ATISE_121_FUN_01.05	15
Range of length wave	15
REQ_ATISE_121_FUN_01.02	15
Sensibility	15
REQ_ATISE_12_FUN_03.01	15
Light intensity dynamic.....	15
REQ_ATISE_12_FUN_02.03	15
Cadency for Airglow.....	15
REQ_ATISE_12_FUN_02.04	15
Cadency for Auroral	15
REQ_ATISE_1_FUN_06.03	15
Pointing shift maximum.....	15
REQ_ATISE_1_FUN_06.02	15
Pointing knowledge	15
REQ_ATISE_1_FUN_06.01	15
Pointing accuracy.....	15



REQ_ATISE_12_FUN_07.01 **15**
 Minimum altitude of the field of view 15

REQ_ATISE_121_FUN_16.01 **16**
 Angle (top sight/bottom sight/vertical line) 16

REQ_ATISE_121_FUN_14.01 **16**

REQ_ATISE_121_FUN_15.01 **17**

REQ_ATISE_121_OPE_01.01 **17**
 Minimum precision absolute of the photometric data 17

REQ_ATISE_121_OPE_01.02 **17**
 Minimum relative sensitivity variation 17

REQ_ATISE_1_FUN_04.04 **17**
 Image (RGB) 17

REQ_ATISE_122_FUN_17.01 **17**
 Maximum field of view 17

REQ_ATISE_122_FUN_17.02 **17**
 Minimum field of view 17

REQ_ATISE_122_FUN_18.01 **17**
 Cadency of acquisition of the imager 17

REQ_ATISE_1_FUN_04.01 **18**
 Quaternions of attitude 18

REQ_ATISE_1_FUN_04.02 **18**
 Date 18

REQ_ATISE_1_FUN_04.03 **18**
 Position and velocity (GPS) 18

REQ_ATISE_12_CON_07.01 **18**
 Micro SPOC 18

1. OBJECTIVES AND AREA OF APPLICATION

The mission should satisfy to the following objectives and selection criteria:

- Produce data for the study of space meteorology (weather)
- Be able to produce vertically resolved emission spectra of the upper atmosphere in the extended visible range of the spectrum with the aim of determining the spectra of precipitating particles.
- Integrate and validate the use in space of a micro-SPOC miniature spectrometer
- Be compatible with 12U Cubesat platform

The present document provides the mission specifications both in terms of its scientific objectives, and its aims of technological demonstrations.

Chapter 2 lists the reference documents and other applicable documentation.

Chapter 3 details the science case of the mission

Chapter 4 details the technology demonstration objectives of the mission.

2. REFERENCES AND GLOSSARY

2.1. APPLICABLE DOCUMENTS

AD1	CSUG_1_ATISE_0_REQ_000004_V2_Requirements
AD2	1_CSUG_ATISE_T_phase0_Science_2016_000028_OrbitoFinalReport_v1
AD3	1_CSUG_ATISE_T_Phase0_Science_2016_000053_ObservationGeometry_v1
AD4	1_CSUG_ATISE_Phase0_Science_2016_000055_CalibrationNote_v1.

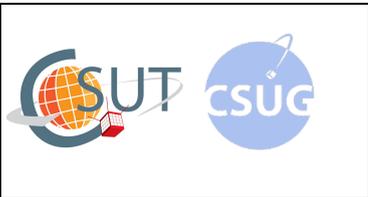
2.2. REFERENCE DOCUMENTS

DR1	Lummerzheim et Liliensten. , Ann. Geophys., 12, 1039-1051,1994
DR2	Liliensten et Blelly, JASTP 64, 7, 775-793, 2002
DR3	Culot et al., JGRA, 110, A1, A01304, 2005.
DR4	Knecht et al., AdSpR, 19, 4, 627-630, 1997.
DR5	Broadfoot et al. JGR, 102, A6, 11567-11584, 1997.

DR6	Broadfoot et al. JGR, 106, A11, 24795-24812, 2001.
DR7	Jokiaho et al. 26, 4, 853-866, 2008.
DR8	Morrill et al. JGR, 101, A1, 261-274, 1996.
DR9	Sigernes et al. JSWSC, 1, A03, 2011

2.3. GLOSSARY

TBD	To Be Determined
TBC	To Be Confirmed
AOCS	attitude and orbit control system
Airglow	Airglow is a faint emission of light by a planetary atmosphere.
Aurora	Emissions of the upper atmosphere due to particle precipitation from solar wind particle through the magnetosphere.
CMOS	Complementary metal oxide semi-conductor
Dayglow	Dayglow (also called Airglow) is a faint emission of light by a planetary atmosphere observable during daytime.
GPS	Global Positioning System
JANUS	Jeunes en Apprentissage pour la réalisation de Nanosatellites au sein des Universités et des Ecoles de l'enseignement Supérieur
Nightglow	Nightglow (also called Airglow) is a faint emission of light by a planetary atmosphere. This optical phenomenon causes the night sky to be never completely dark, even after the effects of starlight and diffused sunlight from the far side are removed.
OBC	On Board Computing
RGB	Red Green Blue
SAA	South Atlantic Anomaly
TM/TC	Telemetry/ Telecommand
UHF	Ultra High Frequency
VHF	Very High Frequency

	<p>Ref. : CSUG_1_ATISE_0_SM_000040</p> <p>Issue : 4 (en attente d'approbation) Date : 19-05-2017</p> <p>Page : 8</p>	
---	---	--

3. SCIENTIFIC OBJECTIVES OF THE MISSION

The ATISE mission is dedicated to space meteorology (space weather) and has as primary objective the determination of the spectra of precipitating high-energy particles in Earth's upper atmosphere by the measurement of emission spectra of the upper atmosphere, and specifically the Auroral ovals (polar light), day- and nightglow, in the spectral range between 380 and 900 nm and at altitudes between 100 and 350 km.

This leads to three major goals:

- Long-term measurements of vertical profiles of the Auroral emission spectra
- Long-term measurements of vertical profiles of Dayglow emission spectra (lit side of the earth)
- Long-term measurements of vertical profiles of Nightglow emission spectra (dark side of the earth)

The following sections describe these objectives in more detail.

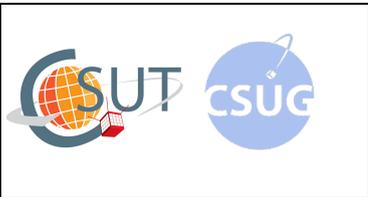
3.1. OBSERVATION OF HIGHER ATMOSPHERE SPECTRA

3.1.1. OBJECTIVE DESCRIPTION

3.1.1.1. AURORA AND SPACE WEATHER

Space weather, the science of Earth and planetary spatial environments, has great implications. Perturbations due to variations in solar activity can have a large influence on electrical systems such as large electricity distribution networks and the global positioning system (GPS). It is therefore important to understand the response of the higher atmosphere to such perturbations. Polar light (Aurora) and airglow are produced in these regions and provide a wealth of information on the energetic particles that are at their origin. The emissions are for a large part due to atomic oxygen emission lines in the red (O^1D at 630 nm) and green (O^1S at 557 nm), as well as N_2^+ ionic lines at 391 nm and 427 nm. Other emission lines, essentially in the visible and near ultraviolet regions of the spectrum are due to atomic hydrogen and molecular oxygen and nitrogen.

However, access to this region of Earth's atmosphere between 80 km and 400 km is difficult: stratospheric balloons cannot reach such altitudes as the density of the air is too low, whereas the residual density is high enough to force a rapid deceleration (and thus descent) of any satellite. Observations therefore necessarily require remote detection. Currently, most of the measurements are ground based, with very few space based observations at only one or a few fixed wavelengths (Timed-GUVI).

	<p>Ref. : CSUG_1_ATISE_0_SM_000040</p> <p>Issue : 4 (en attente d'approbation) Date : 19-05-2017</p> <p>Page : 9</p>	
---	---	--

3.1.1.2. STATE OF THE ART

Few ground based instruments are able to record (almost) complete spectra of auroral emissions. An exception is the NIPR auroral spectrograph installed at the KHO observatory near Longyearbyen. From space, only the Arizona Airglow GLO experiment has been able to record complete airglow spectra in the UV-visible on board of the Space Shuttle, now some 30 years ago (DR4, DR5, DR6). Its reliance on the space shuttle means that the data are strongly discontinues. The instrument was also big and weighted several hundreds of kilos. Other experiments like MICADO on board of the UARS satellite have been able to record individual line intensities, but not complete spectra. The spectral investigation of auroral emissions thus remains a largely unexplored field.

Some work a decade ago specially mentioned that the red and green lines are not sufficient to get accurate information on the space weather variations (AD3)

With ATISE we propose an instrument able to record auroral and airglow emissions from space along a number of vertically distributed lines of sight. The experiment will enable the construction of vertical profiles of continuous emission spectra in the spectral range from 380 nm to 900 nm of a large number of atomic and molecular species. This will represent both a technological (an on-board spectrometer) and scientific leap forward.

3.1.1.3. THE SCIENTIFIC CASE

The study of the structure of molecular emissions:

Experimental continuous spectra of the emissions of the upper atmosphere are fairly rare as the bands are of low intensity. We can mention for example the studies of Jokiahho (DR8) and Morill (DR7). These spectra are, however, essential if one wished to obtain the complete structure of these molecular bands. The relative intensity of the different emission bands (rotational-vibrational bands) provides information on the excitation mechanisms, the injected energy, and the atmospheric response.

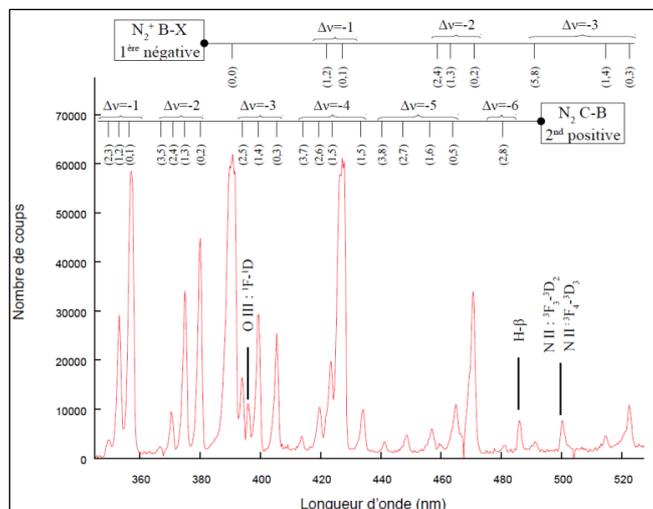


Figure 1a : Discharge spectra from 350 to 530 nm in air at low pressure (corresponding to an altitude of ~75 km) as observed in the “Planetarella” polar light simulator

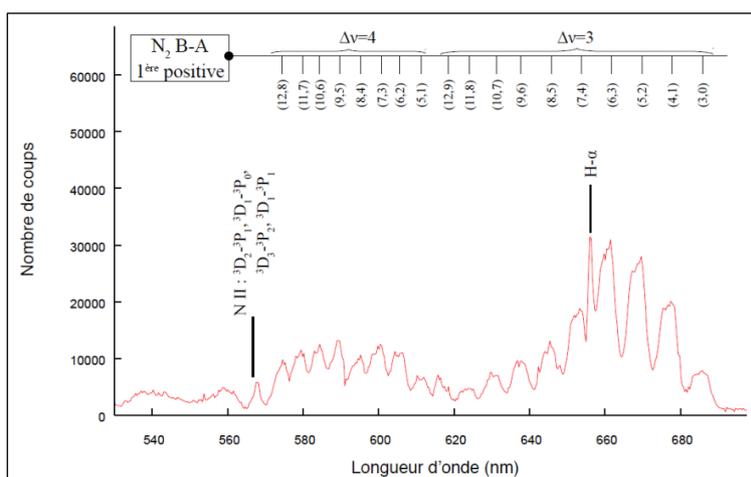


Figure 1b: Discharge spectra from 530 to 700 nm in air at low pressure (corresponding to an altitude of ~75 km) as observed in the “Planetarella” polar light simulator

<http://planetarella.osug.fr/?lang=en>

In October 2014 a PhD student (A. Vialatte) was hired on a project to calculate the molecular band structures of polar light with the aim of producing parameterized synthetic spectra of the Aurora. The calculations used the TRANSSOLO code (DR1, DR2), developed in Grenoble over the past decade, that has proven to be highly effective in the simulation of the effects on planetary atmospheres of particles precipitating from space.

The synthetic spectra need to be compared to experimental spectra recorded for a large number of different ionospheric conditions in order to validate the code and to enable subsequent inversion of the problem to retrieve particle fluxes from the observed spectra. As TRANSSOLO is able to simulate the vertical profiles of the emission spectra, there is a clear advantage in

recording such spectra, as opposed to isolated line intensities, at different heights in the atmosphere.

3.1.2. REQUIRMENTS

3.1.2.1. MISSION DURATION

The mission duration is nominally 2 years and hopefully 5 years, as this corresponds to approximately one-half of a solar cycle [REQ_ATISE_1_MIS_03.01].

Beyond the first two years, the mission will be continued, as long as all systems continue to function well.

Decisions regarding end-of-life operations, including passivation of the satellite to prepare it for its final decent, will be taken after 5 years, or earlier if the health of the satellite so dictates.

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_1_MIS_03.01	The system is operational during the mission	Life duration	2 years required ; 5 years hoped	

3.1.2.2. AREA OF OBSERVATION

The altitude of the orbit is mainly driven by the mission duration and the chosen platform.

Considering only science purpose, all altitudes between 400 and 700 km are allowed [REQ_ATISE_1_MIS_02.01]. Considering we do not have a total control of the orbit (Launch in piggy back), it is important to keep flexibility on the altitude between these limits

In order to observe both airglow and auroral emissions, observations need to be made at all latitudes. The satellite orbit should therefore be inclined with a nominal inclination of 70°. **Inclinations between 70° and 85°** are acceptable [REQ_ATISE_1_MIS_06.03]. An inclination of 90° is clearly not acceptable as it does not provide a change in local hour (AD2). The principal goal of the mission is the recording of the spectra of auroral emissions. High latitude observations thus have priority, but as the auroral ovals exhibit varying distributions with magnetic activity, observations should be made at all latitudes.

In the zone of the South Atlantic Anomaly (SAA), the satellite does measurement, like in airglow zone. The satellite stays in airglow measurement mode. But the orbits which are across this zone are prioritized for the measurement of the phenomenon.

The orbit should yield a slow change in the local hour. A change of **12 hours in less than 100 days is acceptable** [REQ_ATISE_1_MIS_06.04].

A sun synchronous orbit 6 hours am/pm is not acceptable. The satellite cannot aim the sun so the aurora in the quarter C and D (figure 2) cannot be measured.

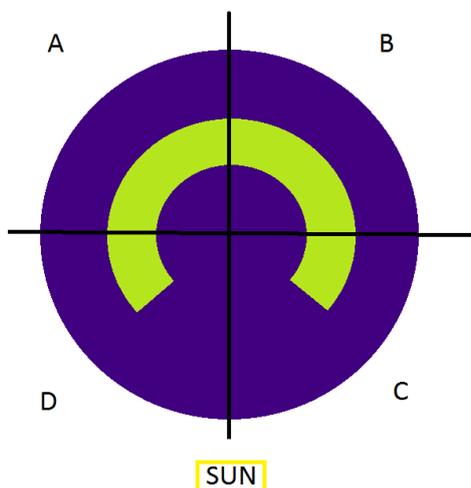


Figure 2: Aurora oval (Nadir representation)

Concerned a sun synchronous orbit Midday/Midnight, with attitude movements, it is possible to aim in all the direction of the oval. But with a high KP, the instrument will not be able to measure the external extremity of the oval. An inclined orbit allowed this measure.

It is important to notice that 70 ° represents the best choice since it allows an observation of the entire Earth latitudes (Hypothesis of a side line of sight, perpendicular to the velocity vector) and have the faster local hour shift.

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_1_MIS_02.01	The system is operational during the mission	Altitude	[740,300] km	
REQ_ATISE_1_MIS_05.01	The satellite has a nominal altitude	Nominal altitude	650 km [TBC]	
REQ_ATISE_1_MIS_06.01	The system insures mission at a defined orbit	Trajectory	circular	
REQ_ATISE_1_MIS_06.02	The system insures mission at a defined orbit	Altitude at launch	[630;690]km	REQ_ATISE_1_MIS_02.01 ; REQ_ATISE_1_PAS_03.02
REQ_ATISE_1_MIS_06.03	The system insures mission at a defined orbit	Inclination	[70°,85°], hoped 70°	
REQ_ATISE_1_MIS_06.04	The system insures mission at a defined orbit	Local hour derivation minimum	100 days for 12 hours	

In terms of geometry, the **field of view will be 6°x1.5°** divided over 6 lines of sight on the vertical direction. The viewing directions will be in the limb direction with the tangent point with respect to Earth at an altitude between 100 km and 350 km [REQ_ATISE_121_FUN_01.06], the altitudes at which most of the airglow and polar light are produced. The high-altitude emissions of the atmosphere are distributed over 3 to 4 layers, corresponding to different compositions of ionic species. The lower altitude layer near 90 km will not be studied during this mission.

The so-called layer E is located at a height of approximately 110 km, whereas layers F1 and F2 are found near 180 km and 230 km, respectively. In order to identify each layer it is advisable to record at least two points per layer, thus 6 lines of sight are sufficient to define the vertical profiles.

Each line of sight represents a **1°x1.5°** field of view [REQ_ATISE_121_FUN_01.03]. Technically, it is simpler to realize angularly equally spaced line of sights. In the hypothesis of a satellite orbit at 650 km altitude, a 1° field of view corresponds to a height difference of 40 km at the tangent point, which is adequate to separate the contributions from layers E, F1, and F2 (figure 3).

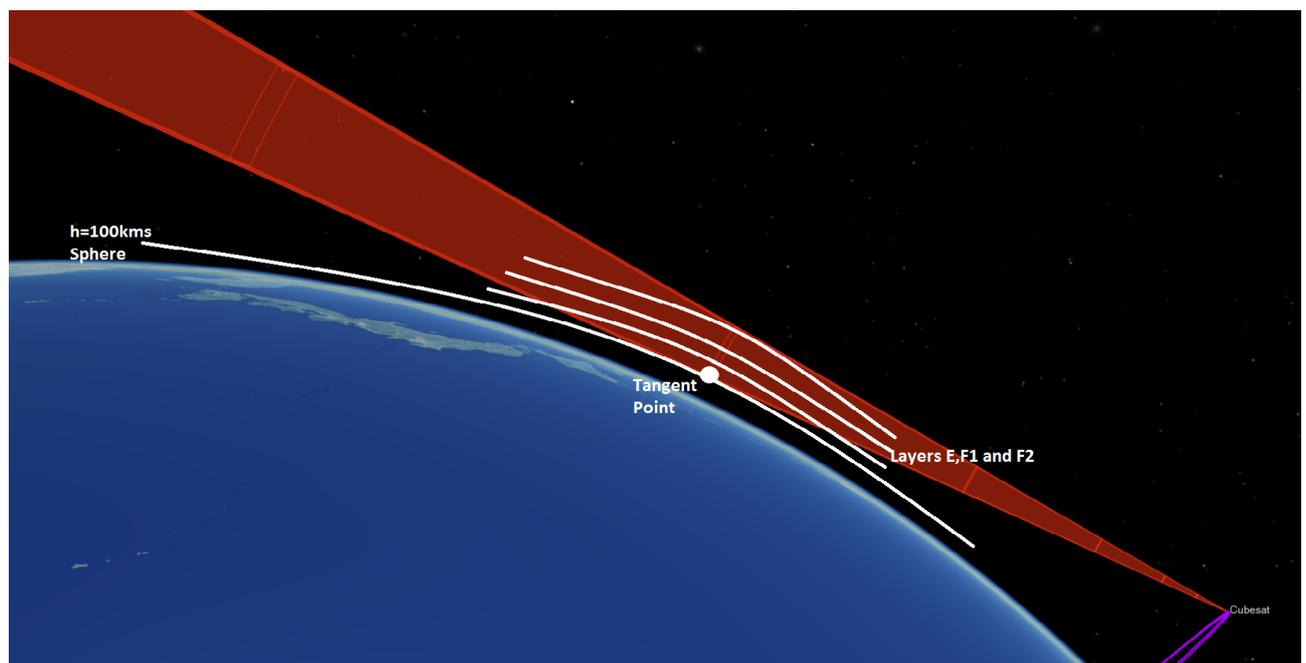


Figure 3: VTS simulation: The instrument's field of view is represented in red while the different ionospheric layers have been artificially separated by white curves (orbit: h=650kms, i=80°)

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF PARENT	REQ.
REQ_ATISE_121_FUN_01.03	The spectrometer measures the spectrum of the input light	Field	1°x1,5°/aiming line		

REQ_ATISE_121_FUN_0 1.06	The spectrometer measures the spectrum of the input light	6 lines of sight aiming at altitude between	[100,350] km	
-----------------------------	---	---	--------------	--

3.1.2.3. MEASUREMENT REQUIREMENTS

Spectrometer:

The resolving power R has to be larger than 500 to be able to detect the vibrational bands of molecular emissions:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad \text{where } \Delta\lambda \text{ means line minimal accessible separation of two lines.}$$

The molecular emissions represent a large part of the mission added value and thus need to be measurable. If it is not possible to get the rotational structure ($\Delta\lambda < 0.01\text{nm}$) the vibrational levels need to be distinguished ($\Delta\lambda \sim 2\text{nm}$) which required resolutions around **1 nm or 600 at 600 nm** [REQ_ATISE_121_FUN_01.04].

The detection threshold will be **5 Rayleigh** ($1R = 1.10^6 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) in order to be able to observe faint lines [REQ_ATISE_121_FUN_01.01]. These faint lines carry important information and some vibrational transitions are really faint.

The studied wavelength range will be from **380 to 900 nm** in order to be able to observe the 391nm N_2^+ band and the O line at 844nm [REQ_ATISE_121_FUN_01.05].

The sensitivity, which is the minimum detectable variation of the light intensity, will be less than **1R** in order to detect intensity variations on faint lines [REQ_ATISE_121_FUN_01.02]. In space weather, the variability of the emission lines is extremely important. Each line has a different variation curve with particle energies, some are more sensitive than others to particular part of the particle spectrum. The instrument needs to be able to detect these variations for the faintest detected lines.

The instrument needs to work with **intensity dynamic from 1 to 10000** due to the very strong dynamics between airglow and very intense aurora ($K_p > 6$). [REQ_ATISE_12_FUN_03.01]

The acquisition rate will be **1 spectrum per 2 seconds** in aurora region in nominal with 1 spectrum each second as an objective [REQ_ATISE_12_FUN_02.03].

The aurora emission are strongly dynamic and the satellite moves quickly (6 km.s^{-1}). The best tradeoff between the exposure time and the detection threshold is around 1 second in aurora region.

The best acquisition rate in low latitude region is **1 spectrum every 20 seconds** (Airglow and SAA) considering these emissions are fainter and much less geographically structured [REQ_ATISE_12_FUN_02.04] (AD3)

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_121_FUN_0 1.04	The spectrometer measures the spectrum of the input light	Spectral resolution	1nm	

REQ_ATISE_121_FUN_01.01	The spectrometer measures the spectrum of the input light	Detection threshold	5 R	
REQ_ATISE_121_FUN_01.05	The spectrometer measures the spectrum of the input light	Range of length wave	365-900nm ; 11000-28000cm-	
REQ_ATISE_121_FUN_01.02	The spectrometer measures the spectrum of the input light	Sensibility	<1R	
REQ_ATISE_12_FUN_03.01	The payload is adapted to the light source to measure	Light intensity dynamic	>1000	
REQ_ATISE_12_FUN_02.03	The spectrometer has a short acquisition time	Cadency for Airglow	1 sp per 2 seconds	
REQ_ATISE_12_FUN_02.04	The spectrometer has a short acquisition time	Cadency for Auroral	1 sp per 20 seconds	

About the pointing **stability**, no **shift** of more than **0.02 degree per second**, in the **vertical direction** (perpendicular to the velocity vector) [REQ_ATISE_1_FUN_06.03] and **0.25 degree per second in the other direction**. An important stability in the sighted altitudes is important. In particular, the lowest line of sight must not reach altitude down to 90km due to possible OH pollution of the spectrum. 90 km corresponds to ¼ of degree regarding the nominal lowest altitude (100km). The **maximal error of the pointing knowledge is 0.05°** [REQ_ATISE_1_FUN_06.02] and the **pointing accuracy is not less than 0.1°** [REQ_ATISE_1_FUN_06.01].

The Spectrometer does not take measure with a line of sight under 90km of altitude. Under 90km of altitude, the spectrometer measure the light pollution of OH ray **(TBC)** [REQ_ATISE_12_FUN_07.01]

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_1_FUN_06.03	The attitude of the satellite is stable while acquiring	Pointing shift maximum	0,02°/s	
REQ_ATISE_1_FUN_06.02	The attitude of the satellite is stable while acquiring	Pointing knowledge	0,05°	
REQ_ATISE_1_FUN_06.01	The attitude of the satellite is stable while acquiring	Pointing accuracy	0,1° Vertical ; 0,25° Horizontal	
REQ_ATISE_12_FUN_07.01	The payload aims at a define altitude	Minimum	Not under 90km	

01		altitude of the field of view		
----	--	-------------------------------	--	--

The atmospheric emissions especially in aurora region are strongly structured geographically. It is really important to be able in parallel to spectrum acquisition to see which spatial structures are in the lines of sight. In addition, the fact that we only get 6 lines of sight distributed along a vertical is a difficulty to reproduce the vertical profile. The total intensity of the spectrum reachable by the camera will help to reconstruct these profiles.

The minimum altitude of the top of the line sight is equal to 280 km. The minimum altitude of the bottom of the line sight is equal to 100km. That why, the maximum angle between the vertical and the line of sight is equal to 41° [REQ_ATISE_121_FUN_16.01].

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_121_FUN_1 6.01	The line of sight of the spectrometer has to be vertical for aurora and airglow measurement mode	Angle (top sight/bottom sight/vertical line)	41°	

Measurements need to be spectrally calibrated [REQ_ATISE_121_FUN_14.01] [REQ_ATISE_121_FUN_15.01]. If most of the atomic auroral lines are well identified and easy to recognize without calibration, the molecular lines needs a spectral calibration since they represent a large amount of spectral lines. This will avoid confusions between vibrational transitions.

It is important to notice that a post processing spectral calibration should be possible since more the wavelength of the 4 most intense lines is very well known (427, 557, 630, 844nm).

Measurements need to calibrate in term of intensity (photometric calibration). Considering that the instruments could face degradation during the life time of the satellite. Regular in flight calibration are thus necessary.

The intensity of the emissions lines and their variation are crucial for the interpretation of the data. It permit to estimate the energy variations of the aurora. On board data processing thus needs to keep the intensity.

Absolute calibration is required with a precision under 10% [REQ_ATISE_121_OPE_01.01]. The relative calibration is required with a precision of 1%. The main considered solution is a calibration with the moon light: the detector is exposed at the light of the moon which is well known. (DA4); [REQ_ATISE_121_OPE_01.02]

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_121_FUN_1 4.01	The spectrometer is able to be spectrally calibrate during the flight			

REQ_ATISE_121_FUN_1.01	The spectrometer is able to be calibrate in intensity during the flight			
REQ_ATISE_121_OPE_01.01	The spectrometer has to be calibrated each time the absolute precision of the data and the relative sensitivity variation are out the bounds	Minimum precision absolute of the photometric data	10%	
REQ_ATISE_121_OPE_01.02	The spectrometer has to be calibrated each time the absolute precision of the data and the relative sensitivity variation are out the bounds	Minimum relative sensitivity variation	1% (objective: 0,1%)	

Camera:

An additional camera is required. This will allow knowing “a posteriori” the seen auroral structures. The scientists require an RGB imager with a sensibility able to detect the aurora emission light [REQ_ATISE_1_FUN_04.04]. The minimum field of view required is **10°x10°** [REQ_ATISE_122_FUN_17.02]. The maximum field of view is determined by the constraint: **8x12 pixels for 1°x1,5° of field of view** [REQ_ATISE_122_FUN_17.01]. The time to exposure of the camera has to be inferior to the cadency of the spectral measures [REQ_ATISE_122_FUN_18.01]

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_1_FUN_04.04	The satellite provides to the mission center the set of the metadata of the acquired sight	Image (RGB)		
REQ_ATISE_122_FUN_17.01	The image from the camera of the payload allow knowing the seen auroral structure	Maximum field of view	8x12 pix/1°x1,5°	
REQ_ATISE_122_FUN_17.02	The image from the camera of the payload allow knowing the seen auroral structure	Minimum field of view	10°x10°	
REQ_ATISE_122_FUN_18.01	The imager has to acquire imager faster than the spectrometer	Cadency of acquisition of the imager	Less than the maximum cadency of the spectrometer	

3.1.2.4. AUXILIARY DATA FOR MEASUREMENTS

In order to complete Mission Data of the satellite for it scientific exploitation when received at Mission ground segment, the following information of the Platform are needed:

- **Date:** format **(to be determined)**; precision: 1 second **(To be confirmed)**
[REQ_ATISE_1_FUN_04.01]
- **Position:** frame: geographical coordinate; precision: 100 meters **(To be confirmed)**, Information given by the GPS [REQ_ATISE_1_FUN_04.02]
- **Velocity:** frame; precision **(to be determined)**
- **Quaternion angles:** frame ; precision (better than the pointing knowledge of the AOCS) **(to be determined)** Information given by the solar sensors. [REQ_ATISE_1_FUN_04.03]

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_1_FUN_04.01	The satellite provides to the mission center the set of the metadata of the acquired sight	Quaternions of attitude		
REQ_ATISE_1_FUN_04.02	The satellite provides to the mission center the set of the metadata of the acquired sight	Date		
REQ_ATISE_1_FUN_04.03	The satellite provides to the mission center the set of the metadata of the acquired sight	Position and velocity (GPS)		

4. TECHNOLOGICAL DESMONSTRATION OBJECTIVES

4.1. TECHNOLOGICAL OBJECTIVE

The main technological objective is to validate the μ SPOC technology to observe the aurora and to validate this technology in space environment [REQ_ATISE_12_CON_07.10].

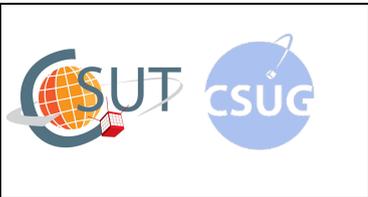
More precisely this means:

- Test of the CMOS detector of Pyxalis.
- Test and qualification of the bounding for a Fizeau plate on a detector (equivalent to an interferential filter)
- To test the data reduction software which is independent of the payload OBC.

To provide all the science objectives, the instrument will be a small spatial telescope. Several designs are under study but the heart of the instrument is common.

The optical design needs to be adapted to the platform.

REF	FUNCTION	CRITERIA	LEVEL	REF REQ. PARENT
REQ_ATISE_12_CON_07.01	The system embeds the spectrometer Micro-SPOC	Micro SPOC		

	<p>Ref. : CSUG_1_ATISE_0_SM_000040</p> <p>Issue : 4 (en attente d'approbation) Date : 19-05-2017</p> <p>Page : 19</p>	
---	--	--

4.2. CMOS DETECTOR

4.2.1. OBJECTIVE DESCRIPTION

The question of the detectors is crucial for this kind of instrumental concept. The main point is to generate interferograms. The noise is thus absolutely critical regarding the detection of faint lines.

The platform imposes a limitation on the available power. Due to this, the instrument needs a CMOS detector with very low noise (theoretical noise: 2.6 electrons of noise). The chosen one is the Pyxalis HDPIX (2800x1080 pixels of 10 microns).

The detector is not designed for spatial environment. The objective is then to adapt the detector to space environment and to check its proper working.

The same society which made Pyxalis HDPIX is developing an update version of our detector with a better performance (less than 0.4 electron of noise). It is not available for now but probably in 2 years. It is considered that ATISE embed the new version of the detector.

4.2.2. REQUIREMENTS

The detector used for the instrument will be the HDPIX 2800x1080 pixel 10 microns from Pyxalis [REQ_ATISE_12_CON_07.10] or the new version of this detector (see 5.2.1 above)

4.3. FIZEAU PLATE BOUNDING ON THE DETECTOR

The strong innovation of the μ SPOC concept is the bounding of the interferometer on the detector. The main question is the validation of this bounding in space conditions.

The constraints are strong:

- Bounding must not modify the spectrum.
- Bounding must not degas.
- Bounding needs to resist in space conditions and to resist to the mechanical constraints during the launch phase.

A work on the paste is required to be able to deliver the objectives.

The bounding needs to deliver the specific conditions of space and not perturb the optical measurements.

4.4. ON BOARD DATA PROCESSING

Instrumental concept includes three detectors of 3Mpix (1080x2800). Each line of sight is confined on a half detector (1080x1400).

The data volume is then around 0.7Gbits/day without camera data. It is then too large to allow transmission to the ground. The instrument thus needs on board data processing. The possible solution is to plan a payload dedicated OBC in addition to the platform OBC.

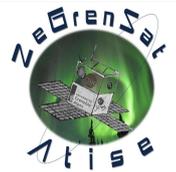


Ref. : CSUG_1_ATISE_0_SM_000040

Issue : 4 (en attente
d'approbation)

Date : 19-05-2017

Page : 20



5. MISSION PRODUCT

Mission products will be defined during phase A. They include:

- Raw detectors data for investigation process
- Raw data level 0 as received from the satellite (first processing made by the satellite)
- Data processed level 1 by mission ground segment

BIBLIOGRAPHIE

- Ajello, J. M. & Shemansky, D. E. (1985). A reexamination of important N₂ cross sections by electron impact with application to the dayglow - The Lyman-Birge-Hopfield band system and N I (1199.99 nm). *J. Geophys. Res.*, 90, 9845–9861. (Cité page 65.)
- Ashrafi, M., Lanchester, B. S., Lummerzheim, D., Ivchenko, N., & Jokiahio, O. (2009). Modelling of N₂1P emission rates in aurora using various cross sections for excitation. *Annales Geophysicae*, 27, 2545–2553. (Cité page 66.)
- Aso, T. (consulté en 2017). <http://kho.unis.no/>. (Cité page 80.)
- Barth, C. A., Mankoff, K. D., Bailey, S. M., & Solomon, S. C. (2003). Global observations of nitric oxide in the thermosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1027. (Cité pages 41, 44 et 45.)
- Barthélemy, M., Lamy, H., Vialatte, A., Lilensten, J., James, A., Johnsen, M., & Zarouar, N. (2017). Measurement of polarisation in the auroral N₂⁺ 427,8 nm band. *TBS*. (Cité page 103.)
- Barthélemy, M., Lamy, L., Menager, H., Schulik, M., Bernard, D., Abgrall, H., Roueff, E., Cessateur, G., Prange, R., & Lilensten, J. (2014). Dayglow and auroral emissions of Uranus in H₂ FUV bands. *Icarus*, 239, 160–167. (Cité page 31.)
- Barthélemy, M., Lilensten, J., Menager, H., Miller, S., & Lystrup, M. (2011). New results in polarimetry of planetary thermospheric emissions : jovian case. *AGU Fall Meeting Abstracts*. (Cité pages 103, 106 et 109.)
- Barthélemy, M. & Cessateur, G. (2014). Sensitivity of upper atmospheric emissions calculations to solar/stellar UV flux. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4(27), A35. (Cité page 20.)
- Beiting, III, E. J. & Feldman, P. D. (1978). A search for nitric oxide gamma band emission in an aurora. *Geophys. Res. Lett.*, 5, 51–53. (Cité page 60.)
- Bekerat, H. A., Schunk, R. W., & Scherliess, L. (2007). Estimation of the high-latitude topside electron heat flux using DMSP plasma density measurements. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69, 1029–1048. (Cité page 54.)
- Bermejo-Pantaleón, D., Funke, B., López-Puertas, M., García-Comas, M., Stiller, G. P., von Clarmann, T., Linden, A., Grabowski, U., Höpfner, M., Kiefer, M., Glatthor, N., Kellmann, S., & Lu, G. (2011). Global observations of thermospheric temperature and nitric oxide from MIPAS spectra at 5.3 μm. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, 10313. (Cité page 41.)
- Bernard, D. (2014). *Étude des émissions thermosphériques des planètes telluriques pour la caractérisation d'exoplanètes*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité pages 19, 23, 24, 31, 88 et 108.)

- Bethke, G. W. (1959). Oscillator Strengths in the Far Ultraviolet. I. Nitric Oxide. *The Journal of Chemical Physics*, 31, 662–668. (Cité page 59.)
- Bommier, V., Sahal-Bréchet, S., Dubau, J., & Cornille, M. (2011). The theoretical impact polarization of the O I 6300 Å red line of Earth aurorae. *Annales Geophysicae*, 29, 71–79. (Cité page 109.)
- Borderieux, S. (2016). Etude en phase 0 de la calibration photométrique du spectromètre atise du projet du csug. Technical report, Centre Spatial Universitaire de Grenoble. (Cité page 85.)
- Bornarel, J. & Lilensten, J. (2012). *Sous les feux du Soleil*. Edp Sciences. (Cité pages 1, 3, 4, 5 et 6.)
- Brasseur, G. P. & Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere : Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. (Cité page 38.)
- Brinkmann, R. & Trajmar, S. (1970). Electron impact excitation of n₂. (Cité page 65.)
- Broadfoot, A. L. & Gardner, J. A. (2001). Hyperspectral imaging of the night airglow layer from the shuttle : A study of temporal variability. *Journal of Geophysical Research*, 106, 24795–24812. (Cité page 80.)
- Broadfoot, A. L., Hatfield, D. B., Anderson, E. R., Stone, T. C., Sandel, B. R., Gardner, J. A., Murad, E., Knecht, D. J., Pike, C. P., & Viereck, R. A. (1997). N₂ triplet band systems and atomic oxygen in the dayglow. *Journal of Geophysical Research*, 102, 11567–11584. (Cité pages 66 et 80.)
- Broadfoot, A. L. & Hunten, D. M. (1964). Excitation of N₂BAND Systems in Aurora. *Canadian Journal of Physics*, 42, 1212–1230. (Cité page 64.)
- Brunger, M. J. & Buckman, S. J. (2002). Electron-molecule scattering cross-sections. I. Experimental techniques and data for diatomic molecules. *Phys. Rep.*, 357, 215–458. (Cité page 66.)
- Brunger, M. J., Campbell, L., Cartwright, D. C., Middleton, A. G., Mojarrabi, B., & Teubner, P. J. O. (2000a). Electron-impact excitation of Rydberg and valence electronic states of nitric oxide : I. Differential cross sections. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 33, 783–808. (Cité page 42.)
- Brunger, M. J., Campbell, L., Cartwright, D. C., Middleton, A. G., Mojarrabi, B., & Teubner, P. J. O. (2000b). Electron-impact excitation of Rydberg and valence electronic states of nitric oxide : II. Integral cross sections. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 33, 809–819. (Cité pages 42, 45, 46, 47, 48 et 55.)
- Campbell, L., Brunger, M. J., Teubner, P. J. O., Mojarrabi, B., & Cartwright, D. C. (1997). Deconvolution of overlapping features in electron energy-loss spectra : Determination of absolute differential cross sections for electron-impact excitation of electronic states of molecules. *Australian Journal of Physics*, 50, 525–537. (Cité page 42.)
- Cartwright, D. C. (1970). Total Cross Sections for the Excitation of the Triplet States in Molecular Nitrogen. *Phys. Rev. A*, 2, 1331–1348. (Cité page 65.)
- Cartwright, D. C. (1978). Vibrational populations of the excited states of N₂ under auroral conditions. *J. Geophys. Res.*, 83, 517–531. (Cité pages 65 et 66.)

- Cartwright, D. C., Brunger, M. J., Campbell, L., Mojarrabi, B., & Teubner, P. J. O. (2000). Nitric oxide excited under auroral conditions : Excited state densities and band emissions. *Journal of Geophysical Research*, *105*, 20. (Cité pages 42, 43, 48, 49, 55, 56 et 59.)
- Cartwright, D. C., Chutjian, A., Trajmar, S., & Williams, W. (1977). Electron impact excitation of the electronic states of N₂. I - Differential cross sections at incident energies from 10 to 50 eV. II - Integral cross sections at incident energies from 10 to 50 eV. *Phys. Rev. A*, *16*, 1013–1051. (Cité page 65.)
- Cartwright, D. C., Trajmar, S., & Williams, W. (1971). Vibrational population of the A³Σ_u⁺ and B³Π_g states of N₂ in normal auroras. *J. Geophys. Res.*, *76*, 8368. (Cité pages 17 et 64.)
- Cartwright, D. C., Trajmar, S., & Williams, W. (1973). Reply [to Comment on Paper by D. C. Cartwright, S. Trajmar, and W. Williams, Vibrational population of the A³Σ_u⁺ and B³Π_g states of N₂ in normal auroras]. *J. Geophys. Res.*, *78*, 2365–2373. (Cité page 65.)
- Chabat, A. (2002). Astérix et obélix : Mission cléopâtre. Canal+, CNC, Chez Wam, La Petite Reine, Renn Productions, TF1 Films Production. (Cité page v.)
- Chamberlain, J. W. (1961). *Physics of the aurora and airglow*. (Cité pages 76 et 77.)
- Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative transfer*. Dover. (Cité page 33.)
- Chapman, S. & Ferraro, V. C. A. (1931). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)*, *36*, 77. (Cité page 4.)
- Chutjian, A., Cartwright, D., & Trajmar, S. (1977). Electron impact excitation of the electronic states of n 2. iii. transitions in the 12.5-14.2-ev energy-loss region at incident energies of 40 and 60 ev. *Physical Review A*, *16*(3), 1052. (Cité page 65.)
- Cleary, D. D. (1986). Daytime high-latitude rocket observations of the NO gamma, delta, and epsilon bands. *Journal of Geophysical Research*, *91*, 11337–11344. (Cité page 49.)
- Clilverd, M. A., Rodger, C. J., Brundell, J., Bähr, J., Cobbett, N., Moffat-Griffin, T., Kavanagh, A. J., Seppälä, A., Thomson, N. R., Friedel, R. H. W., & Menk, F. W. (2008). Energetic electron precipitation during substorm injection events : High-latitude fluxes and an unexpected midlatitude signature. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A10311. (Cité page 54.)
- Copeland, R. A., Dyer, M. J., Bloemink, H. I., & Slinger, T. G. (1997). The NO(a ⁴Π) state : Collisional removal of v = 11 and a ⁴Π-B ²Π interactions. *J. Chem. Phys.*, *107*, 2257–2266. (Cité page 48.)
- Criss, D., Lang, N., Lang, M., & Holden, B. (2010). A very potter sequel. University of Michigan. (Cité page 19.)
- Crutzen, P. J., Isaksen, I. S. A., & Reid, G. C. (1975). Solar proton events - Stratospheric sources of nitric oxide. *Science*, *189*, 457–459. (Cité page 38.)

- Culot, F., Lathuillère, C., & Lilensten, J. (2005). Influence of geomagnetic activity on the O I 630.0 and 557.7 nm dayglow. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *110*, A01304. (Cité page 81.)
- Culot, F., Lathuillère, C., Lilensten, J., & Witasse, O. (2004). The OI 630.0 and 557.7nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANS-CAR. *Annales Geophysicae*, *22*, 1947–1960. (Cité pages 16 et 81.)
- Deans, A. J. & Shepherd, G. G. (1978). Rocket measurements of oxygen and nitrogen emissions in the aurora. *Planet. Space Sci.*, *26*, 319–333. (Cité pages 72, 73, 74, 75 et 81.)
- Deans, A. J. & Shepherd, G. G. (1983). A rocket measurement of thermospheric temperatures derived from molecular rotational intensity distributions in the aurora. *Planet. Space Sci.*, *31*, 1137–1145. (Cité page 108.)
- Degl’Innocenti, M. & Landolfi, M. (2004). *Polarization in Spectral Lines*. Astrophysics and Space Science Library. Springer Netherlands. (Cité pages 104 et 105.)
- DeLuise, P., Wright, B., Cooper, R., Mallozi, J., & Mullie, P. (2005). Stargate sg1, season 8, moebius part one. Sci-Fi. (Cité page 1.)
- Dreyer, J. W. & Perner, D. (1973). Deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-7)$ by ground state nitrogen, ethane, and ethylene measured by kinetic absorption spectroscopy. *J. Chem. Phys.*, *58*, 1195–1201. (Cité page 66.)
- Dreyer, J. W., Perner, D., & Roy, C. R. (1974). Rate constants for the quenching of $N_2 / A^3\Sigma_u^+ / +/u, vA = 0-8 /$ by CO, CO₂, NH₃, NO, and O₂. *J. Chem. Phys.*, *61*, 3164–3169. (Cité page 66.)
- Feldman, P. D. (1976). Nitric oxide gamma band emission in an aurora. *Geophys. Res. Lett.*, *3*, 9–12. (Cité page 60.)
- Feldman, P. D. & Doering, J. P. (1975). Auroral electrons and the optical emissions of nitrogen. *Journal of Geophysical Research*, *80*, 2808–2812. (Cité pages 56 et 81.)
- Fraunhofer, J. (1817). Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreungs-Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. *Annalen der Physik*, *56*, 264–313. (Cité page 8.)
- Funke, B., Baumgaertner, A., Calisto, M., Egorova, T., Jackman, C. H., Kieser, J., Krivolutsky, A., López-Puertas, M., Marsh, D. R., Reddmann, T., & et al. (2011). Composition changes after the “Halloween” solar proton event : the High Energy Particle Precipitation in the Atmosphere (HEPPA) model versus MIPAS data intercomparison study. *Atmospheric Chemistry & Physics*, *11*, 9089–9139. (Cité page 38.)
- Gilmore, F. (1969). Comment. *Canadian Journal of Chemistry*. (Cité page 64.)
- Gilmore, F. R., Laher, R. R., & Espy, P. J. (1992). Franck-Condon Factors, r-Centroids, Electronic Transition Moments, and Einstein Coefficients for Many Nitrogen and Oxygen Band Systems. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, *21*, 1005–1107. (Cité page 66.)
- Gold, T. (1959). Motions in the Magnetosphere of the Earth. *J. Geophys. Res.*, *64*, 1219–1224. (Cité page 3.)

- Green, A. E. S. & Barth, C. A. (1965). Calculations of Ultraviolet Molecular Nitrogen Emissions from the Aurora. *J. Geophys. Res.*, 70, 1083–1092. (Cité pages 64 et 76.)
- Gronoff, G. (2009). *Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité pages 27 et 31.)
- Gruet, M. (2016). Rapport d'avancement. Technical report, ONERA. (Cité page 2.)
- Gusev, A., Pugacheva, G., Jayanthi, U., & Schuch, N. (2003). Modeling of low-altitude quasi-trapped proton fluxes at the equatorial inner magnetosphere. *Brazilian Journal of Physics*, 33(4), 767–774. (Cité page 6.)
- Hardy, D. A., Gussenhoven, M. S., & Holeman, E. (1985). A statistical model of auroral electron precipitation. *Journal of Geophysical Research*, 90, 4229–4248. (Cité page 52.)
- Hardy, D. A., Hills, H. K., & Freeman, J. W. (1975). A new plasma regime in the distant geomagnetic tail. *Geophys. Res. Lett.*, 2, 169–172. (Cité page 4.)
- Herzberg, G. (2014). *Climate Change 2014 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. R.K. Pachauri and L.A. Meyer (eds.), IPCC, Geneva, Switzerland, 151 pp. (Cité page 37.)
- Hoyt, D. V. & Schatten, K. H. (1998). Group sunspot numbers : A new solar activity reconstruction. *Solar physics*, 181(2), 491–491. (Cité page 1.)
- Hultqvist, B. (2002). *Earth's magnetosphere*, (pp. 1529). Bleeker, J. A. and Geiss, J. and Huber, M. C. E., Kluwer Academic Publishers. (Cité pages 49 et 54.)
- Inokuti, M. (1971). Inelastic Collisions of Fast Charged Particles with Atoms and Molecules-The Bethe Theory Revisited. *Reviews of Modern Physics*, 43, 297–347. (Cité page 29.)
- Itikawa, Y. (2006). Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 35(1), 31–53. (Cité page 66.)
- Jackman, C. H., Marsh, D. R., Vitt, F. M., Garcia, R. R., Randall, C. E., Fleming, E. L., & Frith, S. M. (2009). Long-term middle atmospheric influence of very large solar proton events. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 114, D11304. (Cité page 40.)
- Johnston, H. (1971). Reduction of stratospheric ozone by nitrogen oxyde : catalysts from supersonic transport exhaust. *Science*, 173, 517–522. (Cité page 38.)
- Jokiaho, O., Lanchester, B. S., & Ivchenko, N. (2009). Resonance scattering by auroral N_2^+ : steady state theory and observations from Svalbard. *Annales Geophysicae*, 27, 3465–3478. (Cité page 73.)
- Jokiaho, O., Lanchester, B. S., Ivchenko, N., Daniell, G. J., Miller, L. C. H., & Lummerzheim, D. (2008). Rotational temperature of N_2^+ (0,2) ions from spectrographic measurements used to infer the energy of precipita-

- tion in different auroral forms and compared with radar measurements. *Annales Geophysicae*, 26, 853–866. (Cité pages 81 et 108.)
- Kieffer, H. H. & Anderson, J. M. (1998). Use of the moon for spacecraft calibration over 350 to 2500 NM. In Fujisada, H. (Ed.), *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites II*, volume 3498 of *Proc. SPIE*, (pp. 325–336). (Cité page 85.)
- Kieffer, H. H. & Stone, T. C. (2005). The Spectral Irradiance of the Moon. *AJ*, 129, 2887–2901. (Cité page 85.)
- Knecht, D. J., Murad, E., Viereck, R., Pike, C. P., Broadfoot, A. L., Anderson, E. R., Hatfield, D. B., Stone, T. C., & Sandel, B. R. (1997). The Arizona airglow experiment as flown on four space-shuttle missions. *Advances in Space Research*, 19, 627–630. (Cité page 80.)
- Lachérade, S., Aznay, O., Fougny, B., & Lebègue, L. (2014). POLO : a unique dataset to derive the phase angle dependence of the Moon irradiance. In *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XVIII*, volume 9241 of *Proc. SPIE*, (pp. 924112). (Cité page 85.)
- Lanchester, B. S., Ashrafi, M., & Ivchenko, N. (2009). Simultaneous imaging of aurora on small scale in OI (777.4 nm) and N₂1P to estimate energy and flux of precipitation. *Annales Geophysicae*, 27, 2881–2891. (Cité page 74.)
- Le Coarer, E., Barthélemy, M., Vialatte, A., Prugniaux, M., Bourdarot, G., Sequies, T., Monsinjon, P., Puget, R., & Guérineau, N. (2016). Atise : a miniature fourier-transform spectro-imaging concept for surveying auroras and airglow monitoring from a 6/12u cubesat. In *ICSO 2016*. (Cité pages 86 et 89.)
- Le Coarer, E., Guérineau, N., Martin, G., Rommeluere, S., Ferrec, Y., & Schmitt, B. (2014). Swifts-la : an unprecedentedly small static imaging fourier transform spectrometer. In *International Conference on Space Optics*, volume 7, (pp. 7). (Cité page 81.)
- Lefebvre-Brion, H. & Guerin, F. (1968). Calculation of the Radiative Lifetime of the a⁴Π State of NO. *J. Chem. Phys.*, 49, 1446–1447. (Cité page 48.)
- Lilensten, J. (1989). *Résolution de l'équation de transport et applications dans le plasma ionosphérique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité page 30.)
- Lilensten, J., Barthélemy, M., Besson, G., Lamy, H., Johnsen, M. G., & Moen, J. (2016). The thermospheric auroral red line Angle of Linear Polarization. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121, 7125–7134. (Cité pages 103 et 106.)
- Lilensten, J. & Blelly, P.-L. (1999). *Du Soleil à la Terre. Aéronomie et météorologie de l'espace*. Presses Universitaires de Grenoble. (Cité pages 1, 2, 3, 5, 9, 10, 11, 12 et 15.)
- Lilensten, J. & Blelly, P. L. (2002). The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64, 775–793. (Cité page 31.)
- Lilensten, J., Bommier, V., Barthélemy, M., Lamy, H., Bernard, D., Idar Moen, J., Johnsen, M. G., Løvhaug, U. P., & Pitout, F. (2015). The auroral

- red line polarisation : modelling and measurements. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 5(27), A26. (Cité pages 21, 22, 38 et 103.)
- Lilensten, J. & Cander, L. R. (2003). Calibration of the TEC derived from GPS measurements and from ionospheric models using the EISCAT radar. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, 65, 833–842. (Cité page 45.)
- Lilensten, J., Moen, J., Barthélemy, M., Thissen, R., Simon, C., Lorentzen, D. A., Dutuit, O., Amblard, P. O., & Sigernes, F. (2008). Polarization in aurorae : A new dimension for space environments studies. *Geophys. Res. Lett.*, 35, Lo8804. (Cité page 103.)
- Lilensten, J., Simon, C., Barthélemy, M., Moen, J., Thissen, R., & Lorentzen, D. A. (2006). Considering the polarization of the oxygen thermospheric red line for space weather studies. *Space Weather*, 4, S11002. (Cité page 103.)
- Lucas, G. (1977). *Star wars : A new hope*. Lucasfilm. (Cité page 79.)
- Lummerzhim, D. & Lilensten, J. (1994). Electron transport and energy degradation in the ionosphere : Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Annales Geophysicae*, 12, 1039–1051. (Cité page 32.)
- Majeed, T. & Strickland, D. J. (1997). New Survey of Electron Impact Cross Sections for Photoelectron and Auroral Electron Energy Loss Calculations. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 26, 335–349. (Cité page 66.)
- Mangina, R. S., Ajello, J. M., West, R. A., & Dziczek, D. (2011). High-resolution Electron-impact Emission Spectra and Vibrational Emission Cross Sections from 330-1100 nm for N₂. *ApJS*, 196, 13. (Cité pages 88 et 108.)
- Martin, G. R. R. (1996). *A song of ice and fire*. Bantam Books. (Cité page 37.)
- McConkey, J. W. & Simpson, F. R. (1969). Electron Excitation of the First Positive Bands of N₂ and the Meinel Bands of N₂⁺. In *Physics of Electronic and Atomic Collisions : ICPEAC VI*, (pp. 414). (Cité page 65.)
- Ménager, H. (2011). *Modélisation des émissions aurorales de Jupiter dans l'ultraviolet. Modélisation de l'émission Lyman alpha de Jupiters chauds*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité pages 31 et 49.)
- Minschwaner, K. & Siskind, D. E. (1993). A new calculation of nitric oxide photolysis in the stratosphere, mesosphere, and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 98, 20. (Cité page 38.)
- Mojarrabi, B., Campbell, L., Teubner, P. J. O., Brunger, M. J., & Cartwright, D. C. (1996). Differential and integral cross sections for excitation of the electronic states of nitric oxide by low-energy electron impact : Observation of a ²Π_r-²Φ excitation process. *Phys. Rev. A*, 54, 2977–2982. (Cité page 41.)
- Mojarrabi, B., Gulley, R. J., Middleton, A. G., Cartwright, D. C., Teubner, P. J. O., Buckman, S. J., & Brunger, M. J. (1995). Electron collisions with NO : elastic scattering and rovibrational (0 to 1, 2, 3, 4) excitation cross

- sections. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 28, 487–504. (Cité page 41.)
- Morrill, J. S. & Benesch, W. M. (1996). Auroral N₂ emissions and the effect of collisional processes on N₂ triplet state vibrational populations. *Journal of Geophysical Research*, 101, 261–274. (Cité page 81.)
- Nardin, G. (2017). Atise status report of the working group on subsystem : Space weather conditions. Technical report, Centre Spatial Universitaire de Grenoble. (Cité page 100.)
- Newnham, D. A., Espy, P. J., Clilverd, M. A., Rodger, C. J., Seppälä, A., Maxfield, D. J., Hartogh, P., Holmén, K., & Horne, R. B. (2011). Direct observations of nitric oxide produced by energetic electron precipitation into the Antarctic middle atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 38, L20104. (Cité page 54.)
- Parker, E. N. (1963). *Interplanetary dynamical processes*. (Cité page 2.)
- Piper, L. G., Caledonia, G. E., & Kennealy, J. P. (1981). Rate constants for deactivation of N₂(A³Σ_u⁺, v' = 0,1) by O. *J. Chem. Phys.*, 75, 2847–2852. (Cité page 66.)
- Piper, L. G., Holtzclaw, K. W., Green, B. D., & Blumberg, W. A. M. (1989). Experimental determination of the Einstein coefficients for the N₂(B-A) transition. *J. Chem. Phys.*, 90, 5337–5345. (Cité page 66.)
- Planck, M. (1901). Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. *Annalen der Physik*, 309, 553–563. (Cité page 8.)
- Porter, H. S., Varosi, F., & Mayr, H. G. (1987). Iterative solution of the multistream electron transport equation. I - Comparison with laboratory beam injection experiments. *Journal of Geophysical Research*, 92, 5933–5959. (Cité page 32.)
- Prölss, G. (2004). *Physics of the Earth's Space Environment : An Introduction*. Springer. (Cité page 8.)
- Randall, C. E., Harvey, V. L., Siskind, D. E., France, J., Bernath, P. F., Boone, C. D., & Walker, K. A. (2009). NO_x descent in the Arctic middle atmosphere in early 2009. *Geophys. Res. Lett.*, 36, L18811. (Cité page 40.)
- Rees, M. H. (1989). *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*. Cambridge University Press. (Cité pages 20, 24, 28 et 67.)
- Reynolds, D., Dindal, M., & Williams, C. (2000). Kuzco, l'empereur mégalo. Disney. (Cité page 63.)
- Richards, P. G., Fennelly, J. A., & Torr, D. G. (1994). EUVAC : A solar EUV flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research*, 99, 8981–8992. (Cité page 20.)
- Richards, P. G., Woods, T. N., & Peterson, W. K. (2006). HEUVAC : A new high resolution solar EUV proxy model. *Advances in Space Research*, 37, 315–322. (Cité page 20.)
- Rommelùère, S., Guerineau, N., Deschamps, J., De Borniol, E., Million, A., Chamonal, J.-P., & Destefanis, G. (2004). Microspectrometer on a chip (MICROSPOC) : first demonstration on a 320x240 LWIR HgCdTe focal plane array. In Andresen, B. F. & Fulop, G. F. (Eds.), *Infrared Technology*

- and Applications XXX*, volume 5406 of *Proc. SPIE*, (pp. 170–177). (Cité page 87.)
- Rommeluoère, S., Guérineau, N., Haidar, R., Deschamps, J., de Borniol, E., Million, A., Chamonal, J.-P., & Destefanis, G. (2008). Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier-transform spectrometer : basic concepts. *Optics Letters*, 33, 1062. (Cité page 87.)
- Rozanov, E., Calisto, M., Egorova, T., Peter, T., & Schmutz, W. (2012). Influence of the Precipitating Energetic Particles on Atmospheric Chemistry and Climate. *Surveys in Geophysics*, 33, 483–501. (Cité page 38.)
- Rozanov, E., Schraner, M., Schnadt, C., Egorova, T., Wild, M., Ohmura, A., Zubov, V., Schmutz, W., & Peter, T. (2005). Assessment of the ozone and temperature variability during 1979–1993 with the chemistry-climate model SOCOL. *Advances in Space Research*, 35, 1375–1384. (Cité page 40.)
- Rozanov, E. V., Egorova, T. A., Shapiro, A. I., & Schmutz, W. K. (2012). Modeling of the atmospheric response to a strong decrease of the solar activity. In Mandrini, C. H. & Webb, D. F. (Eds.), *IAU Symposium*, volume 286 of *IAU Symposium*, (pp. 215–224). (Cité page 40.)
- Seaton, M. J. (1954). Excitation processes in the aurora and airglow 1. Absolute intensities, relative ultra-violet intensities and electron densities in high latitude aurorae. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 4, 285–294. (Cité page 76.)
- Seppälä, A., Funke, B., & Verronen, P. T. (2015). *Earth's climate response to a changing sun*, chapter Impact of energetic particle precipitation on atmospheric chemistry and climate. EDPS Ed. (Cité pages 21, 38 et 39.)
- Seppälä, A., Lu, H., Clilverd, M. A., & Rodger, C. J. (2013). Geomagnetic activity signatures in wintertime stratosphere wind, temperature, and wave response. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118, 2169–2183. (Cité page 40.)
- Shemansky, D. E. & Broadfoot, A. L. (1973). Comment on Paper by D. C. Cartwright, S. Trajmar, and W. Williams, Vibrational population of the $A^3\Sigma_u^+$ and $B^3\Pi_g$ states of N_2 in normal auroras. *J. Geophys. Res.*, 78, 2357. (Cité page 65.)
- Shemansky, D. E. & Jones, A. V. (1968). Type-B red aurora; The O_2^+ first negative system and the N_2 first positive system. *Planet. Space Sci.*, 16, 1115–1130. (Cité page 64.)
- Shemansky, D. E., Zipf, E. C., & Donahue, T. M. (1971). Deactivation of $N_2A^3\Sigma_u^+$ molecules in the aurora. *Planet. Space Sci.*, 19, 1669–1683. (Cité page 65.)
- Simmons, J. F. L. & Stewart, B. G. (1985). Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal-to-noise ratios. *A&A*, 142, 100–106. (Cité page 106.)
- Simon, C. (2006). *Contribution à l'étude des entrées d'énergie solaires dans l'ionosphère*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité pages 21, 31 et 32.)

- Siskind, D. E., Barth, C. A., & Russell, III, J. M. (1998). A climatology of nitric oxide in the mesosphere and thermosphere. *Advances in Space Research*, 21, 1353–1362. (Cité page 43.)
- Smith, III, F. L. & Smith, C. (1972). Numerical evaluation of Chapman's grazing incidence integral $ch(X, \chi)$. *Journal of Geophysical Research*, 77, 3592–3597. (Cité page 24.)
- Stamnes, K. & Rees, M. H. (1983a). Heating of thermal ionospheric electrons by suprathermal electrons. *Geophysical Research Letters*, 10, 309–312. (Cité pages 26 et 27.)
- Stamnes, K. & Rees, M. H. (1983b). Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature. *Journal of Geophysical Research*, 88, 6301–6309. (Cité pages 25 et 26.)
- Stamnes, K., Tsay, S.-C., Jayaweera, K., & Wiscombe, W. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, 27, 2502–2509. (Cité page 33.)
- Stanton, P. N. & John, R. M. S. (1969). Electron excitation of the first positive bands of N_2 and of the first negative and Meinel bands of N_2^+ . *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 59, 252–260. (Cité page 65.)
- Stokes, G. G. (1852). On the Change of Refrangibility of Light. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 142, 463–562. (Cité page 104.)
- Stone, T. C., Kieffer, H. H., & Grant, I. F. (2005). Potential for calibration of geostationary meteorological imagers using the Moon. In Butler, J. J. (Ed.), *Earth Observing Systems X*, volume 5882 of *Proc. SPIE*, (pp. 231–239). (Cité page 85.)
- Strickland, D. J. & Anderson, Jr., D. E. (1983). Radiation transport effects on the OI 1356-A limb intensity profile in the dayglow. *J. Geophys. Res.*, 88, 9260–9264. (Cité page 73.)
- Strickland, D. J., Book, D. L., Coffey, T. P., & Fedder, J. A. (1976). Transport equation techniques for the deposition of auroral electrons. *Journal of Geophysical Research*, 81, 2755–2764. (Cité page 73.)
- Strickland, D. J., Meier, R. R., Hecht, J. H., & Christensen, A. B. (1989). Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements. I - Theory and model results. II - A study of auroral red line processes. III - Variations in oxygen density. *J. Geophys. Res.*, 94, 13527–13539. (Cité pages 67, 73, 74 et 75.)
- Swartz, W. E. (1985). Optimization of energetic electron energy degradation calculations. *Journal of Geophysical Research*, 90, 6587–6593. (Cité page 33.)
- Swartz, W. E., Nisbet, J. S., & Green, A. E. S. (1971). Analytic expression for the energy-transfer rate from photoelectrons to thermal-electrons. *Journal of Geophysical Research*, 76, 8425–8426. (Cité page 26.)
- Swider, W. (1968). Radiative Association : Possible Important Loss Process for Metallic Ions in the Ionosphere. *Nature*, 217, 438–439. (Cité page 48.)

- Thomas, J. M. & Kaufman, F. (1985). Rate constants of the reactions of metastable $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in $v = 0,1,2$, and 3 with ground state O_2 and O . *J. Chem. Phys.*, 83, 2900–2903. (Cité page 66.)
- Thuillier, G., Fauliot, V., Hersé, M., Bourg, L., & Shepherd, G. G. (1996). MICADO wind measurements from Observatoire de Haute-Provence for the validation of WINDII green line data. *J. Geophys. Res.*, 101, 10. (Cité page 80.)
- Tobiska, W. K. (1991). Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53, 1005–1018. (Cité page 20.)
- Tobiska, W. K. (1993). Recent solar extreme ultraviolet irradiance observations and modeling : A review. *Journal of Geophysical Research*, 98, 18. (Cité page 20.)
- Tobiska, W. K., Woods, T., Eparvier, F., Viereck, R., Floyd, L., Bouwer, D., Rottman, G., & White, O. R. (2000). The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 1233–1250. (Cité page 20.)
- Tolkien, J. R. R. (1954). *The fellowship of the ring*. George Allen Unwin. (Cité pages ix et 103.)
- Torr, M. R. & Torr, D. G. (1982). The role of metastable species in the thermosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20, 91–144. (Cité page 68.)
- Torr, M. R. & Torr, D. G. (1985). Ionization frequencies for solar cycle 21 - Revised. *Journal of Geophysical Research*, 90, 6675–6678. (Cité page 20.)
- Trajmar, S., Register, D. F., & Chutjian, A. (1983). Electron scattering by molecules II. Experimental methods and data. *Phys. Rep.*, 97, 219–356. (Cité page 65.)
- Turunen, E., Verronen, P. T., Seppälä, A., Rodger, C. J., Clilverd, M. A., Tamminen, J., Enell, C.-F., & Ulich, T. (2009). Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71, 1176–1189. (Cité page 54.)
- Vallance Jones, A. (1974). *Aurora*. Geophysics and Astrophysics Monographs. Springer Netherlands. (Cité page 65.)
- Vallance Jones, A. & Gattinger, R. (1976). Quenching of the n_2 vegardkaplan system in aurora. *Journal of Geophysical Research*, 81(4), 497–500. (Cité page 65.)
- Vallance Jones, A. & Gattinger, R. (1978). Vibrational development and quenching effects in the $n_2(b^3\pi_g - a^3\sigma_u^+)$ and $n_2^+(a^2\pi_u - x^2\sigma_g^+)$ systems in aurora. *Journal of Geophysical Research*, 83, 3255–3261. (Cité page 65.)
- Vegard, L. (1924). The Auroral Spectrum and the Upper Atmosphere. *Nature*, 113, 716–717. (Cité page 64.)
- Vialatte, A., Barthélemy, M., & Lilensten, J. (2017). Impact of energetic electron precipitation on the upper atmosphere : Nitric monoxide. *The Open Atmospheric Science Journal*. (Cité page 37.)

- Winningham, J. & Heikkila, W. (1974). Polar cap auroral electron fluxes observed with isis 1. *Journal of Geophysical Research*, 79(7), 949–957. (Cité page 7.)
- Witasse, O. (2000). *Modélisation des ionosphères planétaires et de leur rayonnement : La Terre et Mars*. PhD thesis, Université Joseph Fourier. (Cité page 31.)
- Yeager, D. M. & Frank, L. A. (1976). Low-energy electron intensities at large distances over the earth's polar cap. *Journal of Geophysical Research*, 81(22), 3966–3976. (Cité page 7.)
- Zubek, M. (1994). Excitation of the $C^3 \Pi_u$ state of N_2 by electron impact in the near-threshold region. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 27, 573–581. (Cité page 65.)
- Zubek, M. & King, G. C. (1994). Differential cross sections for electron impact excitation of the $C^3 \Pi_u$, $E^3 \Sigma_g^+$ and $a^1 \Sigma_g^+$ states of N_2 . *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 27, 2613–2624. (Cité page 65.)

Effets des entrées énergétiques sur les composés azotés de la haute atmosphère terrestre

Anne Vialatte

RÉSUMÉ

La météorologie de l'espace est un domaine dédié à l'étude de l'impact des variations de l'activité solaire sur l'environnement spatial de la Terre. Celles-ci peuvent avoir des conséquences importantes sur les technologies humaines, comme les réseaux de lignes haute-tension ou les systèmes de télécommunication par satellites. Ces mêmes variations sont également à l'origine des aurores, phénomènes observés dans la haute atmosphère de la Terre au niveau des pôles, au pied des lignes de champ magnétique. Elles vont pouvoir nous servir de traceur dans l'étude des particules solaires piégées dans l'environnement spatial de notre planète. Les émissions aurorales, complexes, de part leur étalement et différenciation en altitude et de leur diversité spectrale, restent un challenge observationnel.

Les émissions atomiques aurorales sont bien documentées, mais ce n'est pas toujours le cas des émissions moléculaires, qui sont pourtant une source d'information potentielle sur les précipitations énergétiques provenant de la magnétosphère. C'est dans ce contexte que se place la définition de la mission du nanosatellite ATISE (*Auroral Thermospheric and Ionospheric Spectrometer Experiment*), développé au Centre Spatial Universitaire de Grenoble. Il aura pour but l'observation de la haute atmosphère terrestre via l'acquisition de spectres dans le proche UV et le visible.

Le diazote N_2 et son ion N_2^+ font partie des composés majoritaires de l'atmosphère, et sont donc un choix cohérent afin de définir l'observabilité des émissions moléculaires. Le monoxyde d'azote NO est une espèce minoritaire dans la thermosphère, mais va avoir un rôle clé dans la destruction d'ozone stratosphérique, et donc dans la problématique du dérèglement climatique.

Les émissions de ces composés, et notamment leurs profils verticaux ainsi que leurs intensités ont été étudiées grâce au modèle TRANS, qui résout l'équation de Boltzmann pour le transport d'électrons. Ceci nous a aidé à caractériser les besoins scientifiques pour la mission ATISE. Dans un second temps, les résultats et l'analyse du démonstrateur-sol de ce nanosatellite ont montré le potentiel de cette mission, bien que certaines spécifications ne soient pas encore atteintes. Enfin, toujours dans cette logique de recherche de nouvelles quantités observables pour la météorologie de l'espace, une dernière partie abordera la polarisation de la lumière aurorale, avec l'étude de la bande à 427,8 nm de N_2^+ .

Mots-clés : aéronomie, aurores polaires, azote, spectroscopie, polarisation

ABSTRACT

Space weather is the study of the impact Solar activity in Earth's space environment. This is relevant as it may have serious consequences over modern technology, such as high-voltage power lines grids or telecommunication systems via satellites. Solar activity is also the phenomenon that causes the aurorae, which can be seen in Earth's upper atmosphere, at the poles, at the base of magnetic field lines. Due to this aurorae may be used as a proxy for the study of Solar particles trapped in Earth's magnetic field. Auroral emissions are complex, as they are spread over various altitudes and wide spectral ranges. Therefore, they remain an observational challenge.

Emissions from atomic lines transitions in aurorae are well documented and understood, but this is not always the case for molecular emissions. These are a potential source of information on energetic inputs from the magnetosphere. This is the context in which the ATISE (*Auroral Thermospheric and Ionospheric Spectrometer Experiment*) nanosatellite was designed in the Grenoble University Space Center. Its purpose will be to observe Earth's upper atmosphere through the acquisition of spectra in near-UV and visible domains.

Dinitrogen N_2 and its ion N_2^+ are major components of Earth's atmosphere at large altitudes, and therefore a logical choice in order to define molecular emission observability. On the other hand, nitrogen monoxide NO is a minor component in the thermosphere, but has a key role in stratospheric ozone destruction, and therefore has important consequences on the climate.

Auroral emissions, and more particularly their vertical profiles and intensities were studied with the TRANS model, which solves the Boltzmann equation for electron transport in the atmosphere. We used these results to define the scientific requisites for the ATISE mission. In a second phase, we tested and analyzed the results of a ground demonstrator of the instrumentation that will be found in the nanosatellite. It showed great potential, despite the fact that part of the specifications are not yet fulfilled. Finally, still looking for new observables quantities for space weather, we studied the polarisation of auroral light, with a focus on the 427,8 nm band of N_2^+ .

Keywords : aeronomie, aurorae, nitrogen, spectroscopy, polarization